

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
pour obtenir le diplôme de Docteur de Troisième Cycle
en Physique Supérieure

par

Michel PERDRIX

Licencié ès-sciences

ÉTUDE D'UNE SOURCE D'IONS A EXCITATION HAUTE FRÉQUENCE

Soutenue le 25 Avril 1964

MM. G. MESNARD, Président

R. UZAN

C. GUILLAUD

R. GOUTTE

} Membres
du Jury

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gailleton, 42

1964

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
pour obtenir le diplôme de Docteur de Troisième Cycle
en Physique Supérieure

par

Michel PERDRIX

Licencié ès-sciences

ÉTUDE D'UNE SOURCE D'IONS A EXCITATION HAUTE FRÉQUENCE

Soutenue le 25 Avril 1964

MM. G. MESNARD,	Président
R. UZAN	} Membres du Jury
C. GUILLAUD	
R. GOUTTE	

LYON

Imprimerie BOSC Frères
42, quai Gailleton, 42

1964

Doyens honoraires

MM. LONGCHAMBON, DOUIN, MOUSSA, GAUTHIER Henri.

Professeurs honoraires

MM. LOCQUIN, de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA, JAFFARD, DOUIN,
Henri EYRAUD, DEJARDIN, VIRET.

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOLDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRETTRE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique nucléaire
BOLDIN	Microbiologie et Mycologie
PERES	Physiologie
MESNARD	Electronique
GRANDMONTAGNE	Physique
BOUTILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS de CECCATTY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique

MM. DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
FRAISSE	Mathématiques
LUBET	Physiologie
PHILBERT	Physique nucléaire
COHEN-ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie générale
CHANEL	Psychophysiologie
MAURY	Méthodes Mathématiques de la Physique
DEPRAZ	Physique nucléaire
GAUTHIER Jean	Chimie

Professeurs sans chaire

MM. GAUME	Physique
FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
UZAN	Physique S.P.C.N.
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
DUCET	Biologie végétale

Maîtres de Conférences

Mle MAITROT	Physique
Mme ERICSON	Physique générale
GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique
MARTEL	Mécanique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C.S.U.
Mle GAUTHERON	Chimie Biologique
MATHIEU	Mécanique des Fluides
ERBEIA	Physique
DESCOTES	Chimie organique
PICARD Philippe	Mathématiques
LEMOIGNE	Botanique
DEMARCO	Géologie générale
MICHEL Georges	Biochimie
LEBRETON	Biologie végétale
DAVID Jean	Biologie animale
TOUSSET	Chimie propédeutique
FEUVRAIS Louis	Physique Electricité
PICARD Claude	Mathématiques
SCHMITT Roger	Physique M.P.C.

Maître de Conférences adjoint

M. PIERRON

Chimie

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553421_0023

Ce travail a été réalisé au laboratoire du Département de Physique de l'Institut National des Sciences Appliquées.

Que Monsieur le Professeur BERNARD, Directeur de ce Département, trouve ici l'expression de nos remerciements respectueux.

Nous exprimons notre gratitude à Monsieur le Professeur MESNARD qui nous a fait l'honneur de présider notre Jury.

Nous remercions Monsieur le Professeur UZAN d'avoir bien voulu accepter d'être membre de notre Jury.

Nos recherches ont été effectuées sous la bienveillante direction de Messieurs C.GUILLAUD et R.GOUTTE, Maîtres de Conférences. Nous tenons à leur exprimer à cette occasion notre plus vive reconnaissance pour leurs conseils, critiques et suggestions et pour l'aide précieuse et permanente qu'ils nous ont apportée.

Nous remercions également tous nos camarades de laboratoire, assistants et techniciens, pour l'aide qu'ils nous ont constamment apportée.

I N T R O D U C T I O N

Nous étudions actuellement au laboratoire, l'émission secondaire d'une surface bombardée par des ions positifs. En formant une image ionique de cette surface, nous pouvons analyser certains phénomènes d'adsorption. Pour cela, nous devons disposer d'une source ionique permettant de focaliser le faisceau sur une cible parfaitement propre, ce qui nous oblige à travailler dans un très bon vide.

Le problème qui nous était posé consistait à réaliser une source d'ions fonctionnant sous faible pression et fournissant un courant ionique de quelques dizaines de microampères. Les ions utilisés ne devaient pas provoquer une contamination de la surface bombardée, et le faisceau devait être peu divergent à la sortie de la source de façon à pouvoir être focalisé sur la cible étudiée. Nous avons le choix entre un nombre important de types de sources, et notre premier travail a été de recueillir des renseignements sur leurs caractéristiques. Nous présenterons tout d'abord les principaux types de sources, et justifierons notre choix de la source à excitation haute fréquence. Nous étudierons ensuite la formation de la décharge dans la source choisie, puis nous la décrirons ainsi que le dispositif d'essai utilisé. Nous exposerons les résultats obtenus en faisant varier systématiquement les paramètres, et nous en déduirons les valeurs à adopter pour ceux-ci. Ces paramètres sont en effet impossibles à déterminer théoriquement, et seuls les essais permettent de définir les meilleures conditions d'utilisation de la source. Nous avons réalisé ces essais avec plusieurs gaz afin de pouvoir utiliser le même montage pour obtenir des ions de différentes masses.

CHAPITRE I

LES DIFFERENTS TYPES DE SOURCES D'IONS

Nous allons étudier sommairement et donner les caractéristiques des principaux types de sources d'ions.

I - SOURCE A RAYONS CANAUX (Fig. 1)

1 - Source haute tension

Le gaz contenu dans une enceinte est ionisé sous l'action d'une différence de potentiel continue de quelques kilovolts, appliquée entre une anode et une cathode percée en son centre. Les ions positifs formés sont attirés par la cathode, et une partie de ceux-ci franchissant le trou central forme un faisceau. L'énergie des ions dépend du lieu de leur formation dans la décharge et ce faisceau n'est pas monoénergétique.

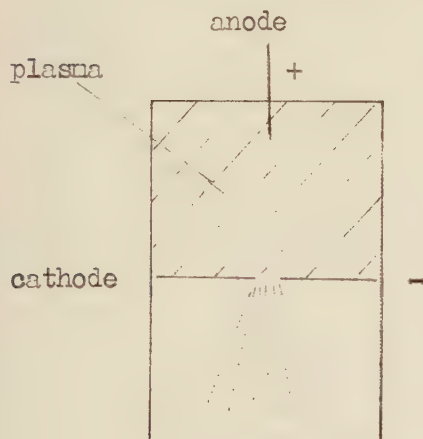


Fig. 1

Le débit ionique peut atteindre plusieurs milliam-pères et la pression de travail est de l'ordre de 10^{-1} mm de Hg.

2 - Source basse tension

Pour améliorer l'homogénéité énergétique du faisceau, on peut utiliser une source semblable à la précédente, mais travaillant sous faible tension (quelques centaines de volts). Le gaz contenu dans l'enceinte est ionisé par les électrons émis par un filament chauffé. Comme précédemment, les ions positifs sont attirés par la cathode, et ceux qui la traversent forment le faisceau. Celui-ci peut être accéléré avant l'utilisation.

Le débit reste important, et la pression de fonctionnement est ramenée à une valeur de l'ordre de 10^{-2} mm de Hg.

II - SOURCE A "ELECTRONS OSCILLANTS"

Une amélioration importante a été apportée aux sources à rayons canaux, par l'adjonction d'un champ magnétique parallèle à l'axe. FINKELSTEIN (1) en 1959 a construit une

source qui, alimentée en hydrogène, fournit un courant ionique de 150 mA en fonctionnement pulsé.

Une source plus récente due à KELLER (2), est schématisée sur la figure 2. Les élec-

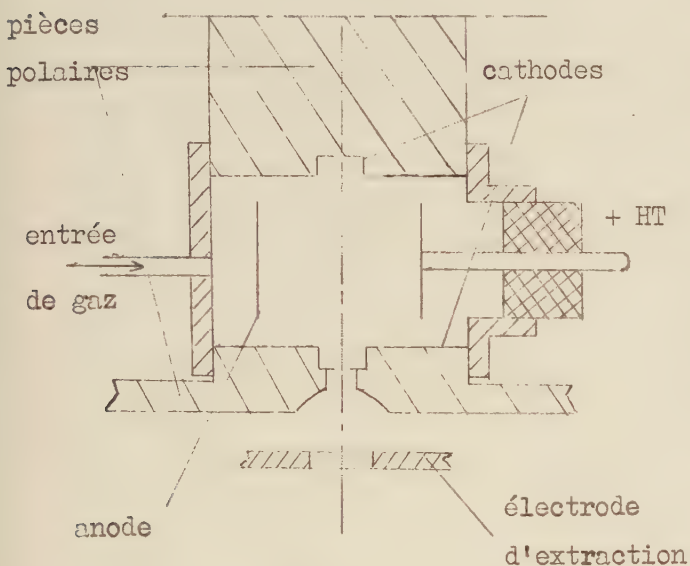


Fig. 2

trons, émis sous l'action du bombardement ionique des cathodes, décrivent des trajectoires hélicoïdales ayant pour axe une ligne de champ. Ils oscillent d'une cathode à l'autre en ionisant le gaz sur leur parcours. La différence de potentiel entre anode et cathode nécessaire à la décharge est de 330 Volts.

Cette source, alimentée en deutérium, fournit un courant de deutons de 0,4 mA avec une pression de fonctionnement de $12 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg.

III - SOURCE "DUO PLASMATRON"

Ce type de source a été mis au point par VON ARDENNE (3) en 1956. Un modèle plus récent construit par MOAK (4) est schématisé sur la figure 3. L'ionisation du gaz est due aux électrons émis par un filament chauffé (cathode). Le plasma est confiné le long de l'axe de la source, dans une petite région voisine de l'électrode intermédiaire, par un champ magnétique longitudinal.

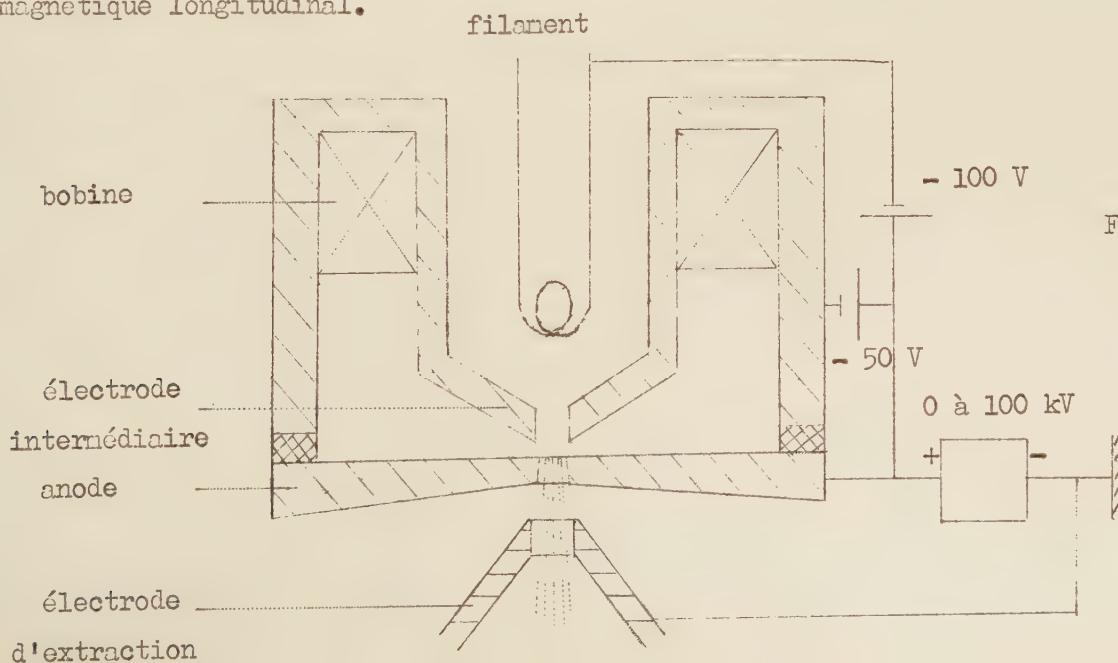


Fig. 3

Dans le cas de l'hydrogène le courant protonique est de l'ordre du milliampère pour la source de MOAK, et de l'ampère pour celle de VON ARDENNE. La pression de travail est de quelques 10^{-2} mm de Hg.

IV - SOURCE A ARC CAPILLAIRE

La source suivante schématisée sur la figure 4 est due à TUVE (5). Les électrons émis par le filament chauffé F, sont accélérés par l'anode A et ionisent au passage le gaz contenu dans le tube métallique C. Ce tube a un diamètre de quelques millimètres et une longueur de quelques centimètres. Le potentiel de B est compris entre ceux de F et de A. Une électrode E permet d'extraire transversalement les ions qui sont ensuite focalisés par l'électrode G. Cette source, alimentée en hélium, fournit un courant ionique de plusieurs milliampères avec une pression de fonctionnement de l'ordre de 10^{-1} mm de Hg.

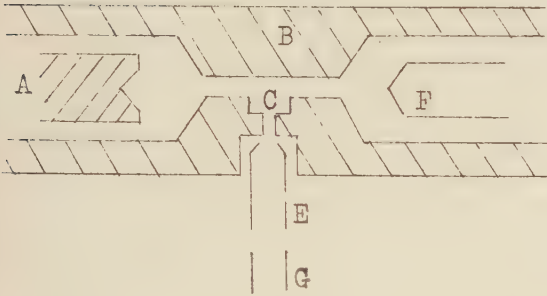


Fig. 4

V - "SOURCE A IONS SOLIDES"

Il est possible d'obtenir une source d'"ions solides" en chauffant un filament de tungstène sur lequel est déposé un alumino silicate alcalin. COUCHET (6) a obtenu de cette façon des intensités ioniques de plusieurs milliampères par centimètre carré. L'émission de l'ion principal alcalin s'accompagne d'une émission d'ions due aux impuretés. Pour diminuer l'importance de ce phénomène, il faut travailler à des températures élevées.

VI - SOURCE A EXCITATION HAUTE FREQUENCE

On appelle source H.F., une source dans laquelle l'ionisation est produite par un champ électromagnétique haute fréquence. Dans la plupart des sources de ce type, les électrodes sont à l'extérieur de la chambre d'ionisation. Cette décharge est également appelée "décharge sans électrode" .

1 - Source de THONEMAN (Figure 5)

La première source d'ions à excitation haute fréquence a été réalisée par THONEMAN (7) en 1946. Elle est formée d'un ballon sphérique en pyrex, d'une contenance de deux litres, qui sert de chambre d'ionisation. Deux électrodes A et B reliées à un oscillateur H.F.

assurent la décharge à l'intérieur du ballon. Les électrodes E_1 et E_2 entre lesquelles est appliquée une différence de potentiel variable de 0 à 20 kV, créent le champ électrique nécessaire à l'extraction des ions. Le courant ionique est recueilli sur une cible C et le milliampèremètre mesure sa valeur. Les aimants servent à éliminer les électrons secondaires émis par la cible.

Cette source, alimentée en hydrogène, fournit un courant d'ions de l'ordre de 400 microampères avec une pression de fonctionnement de $3 \cdot 10^{-2}$ mm de Hg.

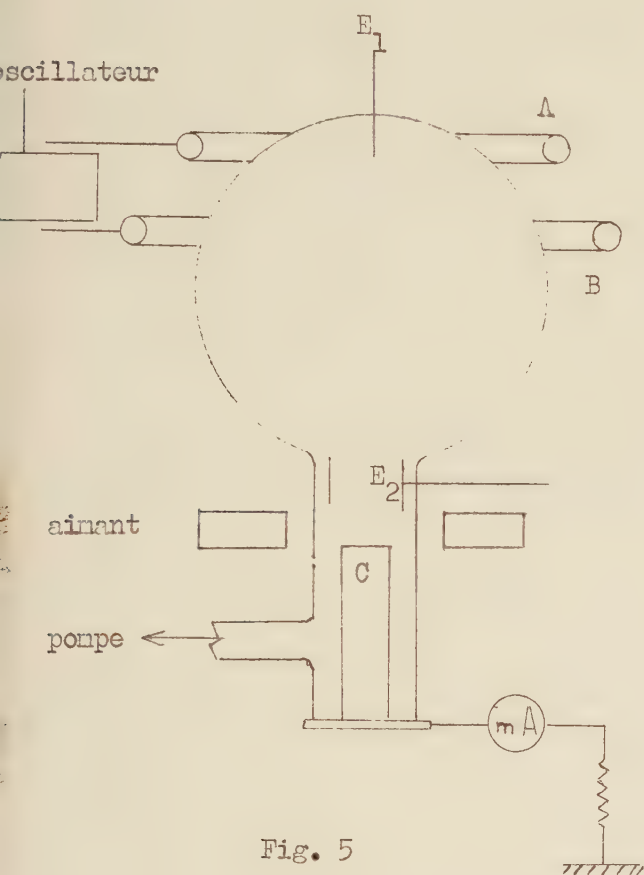


Fig. 5

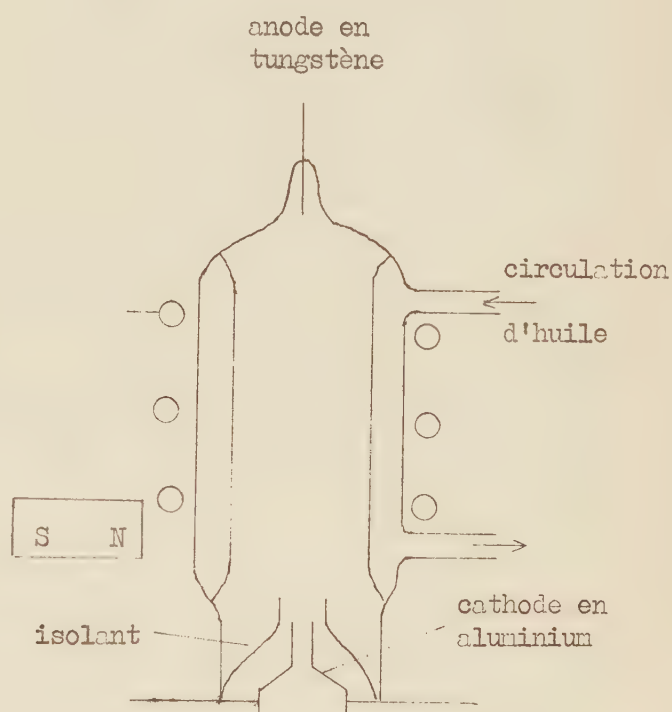


Fig. 6

2 - Source de MICMIR (8) (Figure 6)

Dans cette source, l'ionisation a été augmentée par adjonction d'un champ magnétique constant perpendiculaire à l'axe de la source. La chambre d'ionisation est refroidie par une circulation d'huile. La puissance de l'oscillateur H.F. est de 300 W à 60 MHz. L'induction magnétique à l'intérieur de la chambre est de l'ordre de 30 gauss.

Cette source, alimentée en hydrogène, fournit un courant d'ions de 1,1 mA comprenant 99% de protons. La pression de fonctionnement est de l'ordre de 10^{-2} mm de Hg.

3 - Source de MAGNAN (9) (Figure 7)

Dans cette source "en croix", l'extraction des ions a lieu perpendiculairement aux axes des chambres d'ionisation. Le faisceau ionique obtenu a une intensité très constante et présente une très grande stabilité.

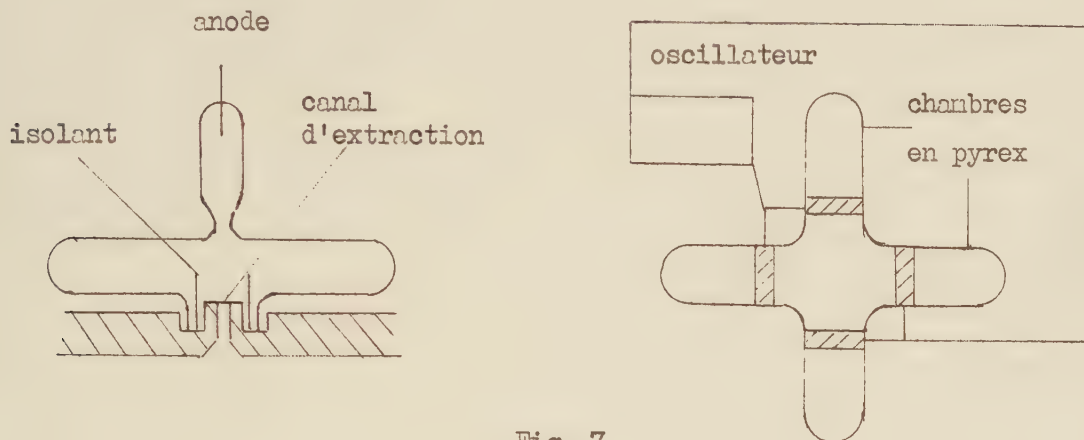


Fig. 7

Cette source, alimentée en hydrogène, fournit un courant ionique de 400 microampères comprenant 95% de protons. La pression de fonctionnement est de quelques 10^{-2} mm de Hg.

4 - Source de DEGEILH (10)

Cette source nous ayant servi de modèle, nous verrons son fonctionnement dans la suite de notre exposé. L'auteur, l'utilisant avec de l'argon, a obtenu un courant ionique de l'ordre du milliampère pour une pression de fonctionnement de $21 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg.

VII - CONCLUSION

Après cette bibliographie sommaire, nous avons éliminé les sources à rayons canaux, à électrons oscillants et à arc capillaire car leur pression de travail est trop élevée et leur faisceau trop inhomogène en énergie. Les sources "duo plasmatron" donnent des courants trop intenses et nécessitent la mise en œuvre de nombreux accessoires (refroidissement par circulation de liquide, haute tension avec fort débit ...). Les sources à ions solides, d'un emploi très simple, ont l'inconvénient de contaminer la surface à étudier. Les sources H.F. possèdent plusieurs avantages : pression de travail faible, intensité facile à régler, faible consommation en gaz, faible dispersion énergétique du faisceau, peu de parties métalliques à l'intérieur de la décharge, ce qui évite les recombinaisons. Nous avons donc opté pour une source de ce type et avons choisi comme base le montage proposé par DEGEILH (10).

CHAPITRE II

DONNEES THEORIQUES SUR LA SOURCE A EXCITATION HAUTE FREQUENCE

I - DIFFERENTS MODES D'EXCITATION HAUTE FREQUENCE

La puissance haute fréquence nécessaire à l'ionisation, peut-être transmise au gaz de plusieurs façons.

1 - Décharge avec électrodes

Le gaz à ioniser est contenu dans un tore qui forme la self inductance du circuit oscillant (Figure 8). Le courant haute fréquence passe de l'électrode E_1 à l'électrode E_2 en utilisant le plasma comme conducteur. La décharge apparaît sous forme d'un anneau lumineux.

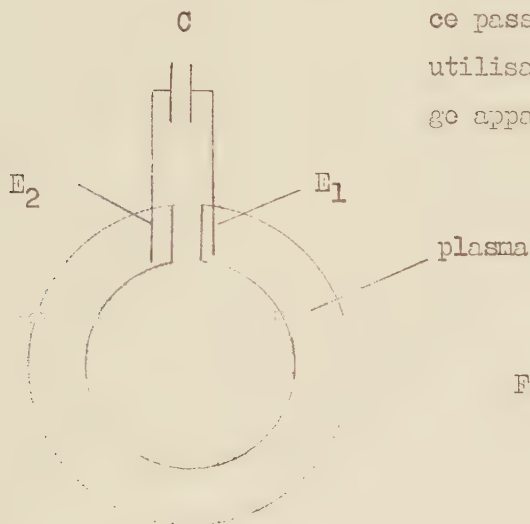


Fig. 8

2 - Décharge sans électrode

On peut utiliser deux sortes de couplage : capacitif ou inductif.

a) Couplage capacitif (Figure 9)

Le circuit oscillant, accordé à la fréquence d'utilisation, est formé par une bobine de coefficient de self induction L et d'un condensateur, dont les armatures sont deux électrodes E_1 et E_2 , placées à chaque extrémité de la chambre d'ionisation. Le champ électrique haute fréquence existant entre ces électrodes ionise le gaz contenu dans la chambre.

La décharge correspondant à ce type de couplage est appelée "décharge E" ou "linéaire".

b) Couplage inductif (Figure 10)

La bobine de self induction du circuit accordé, entoure la chambre d'ionisation. Le champ magnétique haute fréquence créé par la bobine, induit un champ électrique à l'intérieur de la chambre. L'ionisation est due à l'action simultanée de ces deux champs.

La décharge correspondant à ce type de couplage est appelée "décharge H" ou "annulaire".

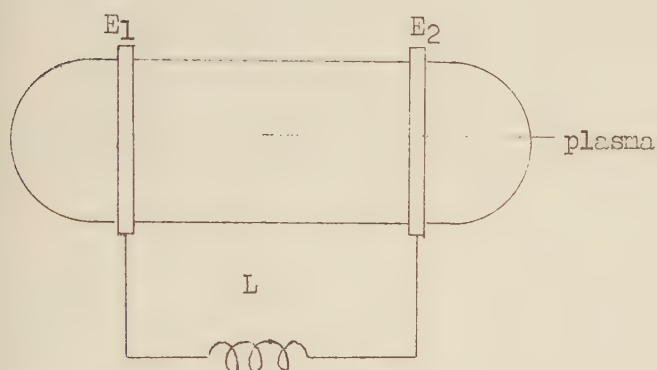


Fig. 9

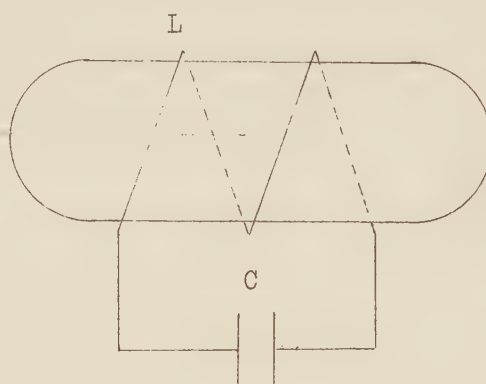


Fig. 10

Quel que soit le genre de couplage utilisé, c'est le champ électrique qui assure l'amorçage de la décharge. En effet, si dans le couplage inductif on place un écran métallique entre la bobine et la chambre, la décharge ne s'amorce pas.

Dans les nombreuses publications, on trouve ces deux couplages et il n'apparaît pas qu'il y ait un avantage quelconque à utiliser l'un plutôt que l'autre.

II - THEORIE SIMPLIFIEE DE LA DECHARGE HAUTE FREQUENCE DU TYPE "ANNULAIRE"

Considérons une chambre d'ionisation en pyrex de forme cylindrique et de rayon R

(Figure 11). Choisissons un système d'axes rectangulaires Oxyz ayant pour origine le centre de l'ampoule. Le système étant de révolution, repérons un point M par ses coordonnées cylindriques (ρ , θ , z). Le courant haute fréquence qui circule dans la bobine entourant la chambre, crée une induction $\vec{b}$ parallèle à l'axe Oz, que nous supposons uniforme en tous points intérieurs à la bobine. Cette induction a pour composantes sur les axes ($0, 0, b = B\sqrt{2} \sin \omega t$).

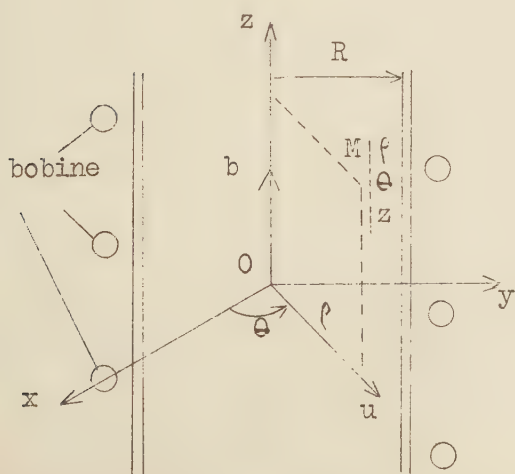


Fig. 11

1 - Calcul du champ électrique induit

Considérons un cercle d'axe Oz, de centre K et de rayon ρ (Figure 12). Soit Γ sa circonférence et S sa surface. Si $\vec{a}$ est le potentiel vecteur dont dérive l'induction magnétique, on a :

$$\vec{b} = \text{rot } \vec{a} \quad (1)$$

Montrons que le vecteur $\vec{a}$ est tangent à Γ .

Considérons un plan perpendiculaire à l'axe Oz et contenant une spire C de la bobine parcourue par un courant i (Figure 13). Par définition le potentiel vecteur en M est :

$$\vec{a} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_C i \frac{\vec{dl}}{r}$$

Deux éléments de courants $i dl_1$ et $i dl_2$, symétriques par rapport à un plan méridien, donneront en M; un élément résultant da perpendiculaire à OM. Le vecteur $\vec{a}$ a pour composantes sur le système d'axes Ouvz (0, a, 0).

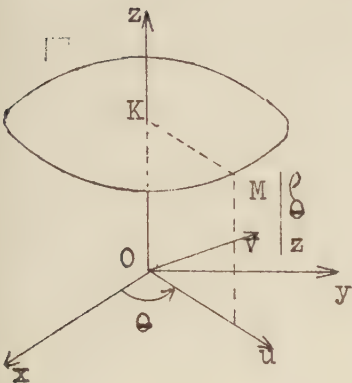


Fig. 12

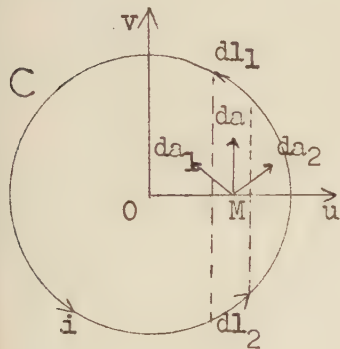


Fig. 13

Evaluons maintenant le flux du vecteur induction $\vec{b}$ à travers la surface S de deux façons différentes

$$\phi = \iint_S \vec{b} \cdot d\vec{S} = \iint_S \text{rot } \vec{a} \cdot d\vec{S} = \int_{\Gamma} \vec{a} \cdot d\vec{l}$$

$$\phi = \int_{\Gamma} a dl = 2\pi \rho a$$

Un calcul direct du flux donne

$$\phi = \iint_S \vec{b} \cdot d\vec{S} = \pi \rho^2 b$$

En identifiant ces deux expressions du flux nous obtenons la relation $a = \frac{\rho}{2} b$.

Désignons par $\vec{E}$ le champ électrique induit, la première équation de MAXWELL nous permet d'écrire :

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{b}}{\partial t}$$

d'où
$$\vec{E} = - \frac{\partial \vec{a}}{\partial t}$$

Les composantes du champ électrique $\vec{E}$ sur les axes Ouvz sont $(0, E = - \frac{e}{2} \frac{\partial b}{\partial t}, 0)$

Les lignes de force du champ électrique induit sont des cercles d'axe Oz.

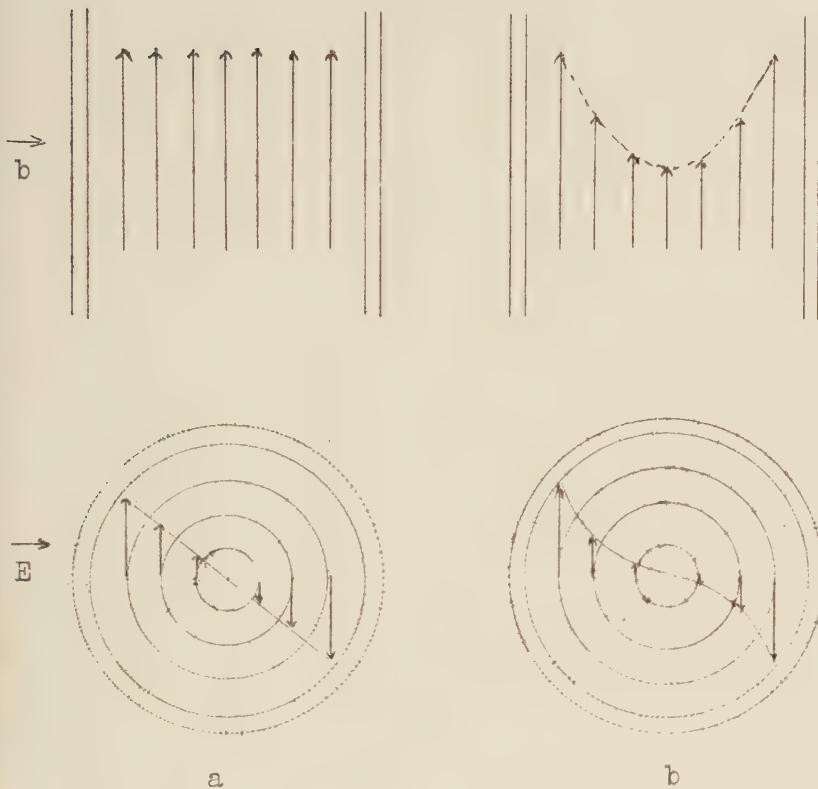


Fig. 14

La figure 14 a donne l'allure de la répartition de l'induction magnétique créée par la bobine et du champ électrique induit.

DEGEILH (10) utilisant les équations de MAXWELL

$$\text{rot } \vec{E} = - j \omega \mu_0 \vec{h}$$

$$\text{rot } \vec{h} = \delta \vec{E} (1 + j \frac{\epsilon_2 \omega}{\delta})$$

a obtenu des valeurs plus précises de l'induction magnétique $\vec{b}$ et du champ électrique induit $\vec{E}$, représentés sur la figure 14 b. Dans ce cas l'induction est plus faible sur l'axe qu'au voisinage des parois de la chambre, et le champ électrique induit décroît plus rapidement lorsqu'on se déplace des parois vers l'axe.

2 - Mouvement d'un électron

Nous étudierons le mouvement d'un électron à l'intérieur de la chambre d'ionisation en utilisant les équations de LAGRANGE. L'électron est soumis à deux forces : $\vec{f}_1 = e \vec{b} \wedge \vec{v}$ due à l'induction magnétique et $\vec{f}_2 = - e \vec{E}$ due au champ électrique induit ($e = \text{charge élémentaire} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ coulomb}$).

Un électron pris au repos sera mis en mouvement par le champ électrique induit, puis sera ensuite soumis aux forces $\vec{f}_1$ et $\vec{f}_2$. Ces deux forces n'ont aucune composante suivant l'axe Oz, l'électron se déplacera donc dans un plan perpendiculaire à l'axe.

La force vive d'un électron repéré par ses coordonnées cylindriques, est :

$$2 T = m (\dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\theta}^2)$$

Considérons un déplacement virtuel $\delta \vec{M}(\delta \rho, 0, 0)$ de l'électron ; si $\vec{f}$ est la somme des forces extérieures appliquées, nous aurons :

$$\sum \vec{f} \cdot \delta \vec{M} = - e \rho \theta' b \delta \rho$$

De la même façon pour un déplacement virtuel $\delta \vec{M}(0, \rho \delta \theta, 0)$ on a :

$$\sum \vec{f} \cdot \delta \vec{M} = (b \rho' e - e E) \rho \delta \theta$$

L'application des équations de LAGRANGE nous permet d'écrire :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \rho'} \right) - \frac{\partial T}{\partial \rho} = m (\rho'' - \rho \theta'^2) = - e \rho \theta' b \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \theta'} \right) - \frac{\partial T}{\partial \theta} = m \frac{d}{dt} \rho^2 \theta' = (b \rho' e - E) \rho e \quad (2)$$

En intégrant (2) et en remplaçant E par sa valeur nous obtenons avec

$$E = - \frac{\rho}{2} \frac{\partial b}{\partial t} ;$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{e}{2m} b \quad (3)$$

Dans le cas de notre hypothèse la vitesse angulaire d'un électron ne dépend pas de sa distance à l'axe.

En portant l'équation (3) dans la relation (1) nous obtenons l'équation différentielle du rayon vecteur :

$$\rho'' + \frac{e^2 b^2}{4 m^2} \rho = 0 \quad (4)$$

Cette équation différentielle se ramène à une équation de MATHIEU. On peut montrer que sa solution est une fonction périodique stable. Ainsi, l'amplitude du rayon vecteur ρ varie au cours du temps tout en restant bornée.

3 - Calcul du courant électronique ionisant

Soit n_0 la densité électronique à l'intérieur de la chambre. Tous ces électrons vont acquérir une vitesse tangentielle égale à :

$$v_t = e \frac{d\theta}{dt} = \frac{e e}{2 m} b$$

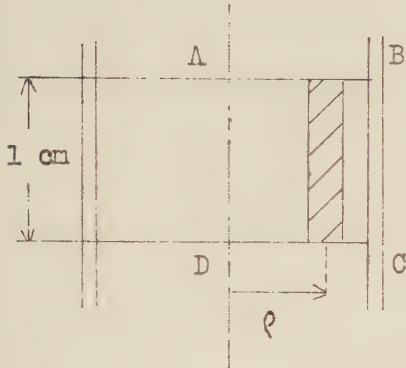


Fig. 15

Pendant le temps dt le nombre d'électrons traversant l'aire hachurée (Figure 15) sera :

$$dn = n_0 v_t dt d\rho$$

ce qui représente un courant

$$di_1 = - \frac{n_0 e^2 b}{2 m} \rho d\rho$$

Le courant électronique total traversant l'aire ABCD sera :

$$i_1 = \int_0^R di_1 = - \frac{n_0 e^2 R^2 b}{4 m}$$

Si le courant haute fréquence parcourant la bobine est i , on a $b = \mu_0 N i$ d'où :

$$i_1 = - \frac{n_0 e^2 R^2 \mu_0 N i}{4 m}$$

où N est le nombre de spires de la bobine par unité de longueur et m la masse de l'électron.

Nous venons de calculer le mouvement des électrons lorsqu'ils sont seuls dans la chambre. En réalité, il va se produire de nombreux chocs entre les électrons et les particules gazeuses. Malgré tout, la pression de travail étant faible, le libre parcours moyen des électrons est grand et le calcul précédant nous donne une idée du mouvement des électrons entre deux chocs.

Par diffusion, les électrons devraient atteindre rapidement les parois. En fait, celles-ci se chargent négativement et repoussent les électrons jusqu'à ce qu'un régime d'équilibre soit atteint. La densité électronique au voisinage des parois sera donc faible.

III - FORMATION ET PROPRIETES DU PLASMA

Rappelons qu'un "plasma" est un gaz formé de particules neutres, positives et négatives. Sa principale caractéristique est d'être électriquement neutre c'est à dire que la densité n_+ des charges positives est égale à la densité n_- des charges négatives ($n_+ = n_- = n_0$).

Nous allons étudier la formation du plasma dans la chambre d'ionisation ainsi que la zone limitant le plasma de son enceinte.

1 - Formation du plasma

Les électrons résiduels contenus dans le gaz acquièrent, sous l'action du champ électrique induit, l'énergie nécessaire à l'amorçage de l'ionisation. Lors d'un choc ionisant entre un électron primaire et un atome, l'électron secondaire est libéré avec une énergie de plusieurs électrons volts, très supérieure à celle de l'ion formé ; il possède donc une vitesse élevée par rapport à ce dernier. Par diffusion les électrons vont atteindre les parois qui se chargent négativement, et qui attirent alors les ions positifs et repoussent les électrons.

Pour qu'en régime permanent le plasma conserve sa neutralité électrique, il faut qu'un même nombre d'ions et d'électrons atteigne les parois pendant l'unité de temps.

Le potentiel des parois se fixera à une valeur négative telle que cette condition soit réalisée. La valeur de la différence de potentiel entre le plasma et la paroi (de l'ordre de 10 à 20 Volts) dépend du gaz et de la pression.

2 - Repartition du potentiel et de la densité de charge au voisinage d'une paroi isolante

Les courbes I et II de la figure 16 montrent les variations du potentiel et de la

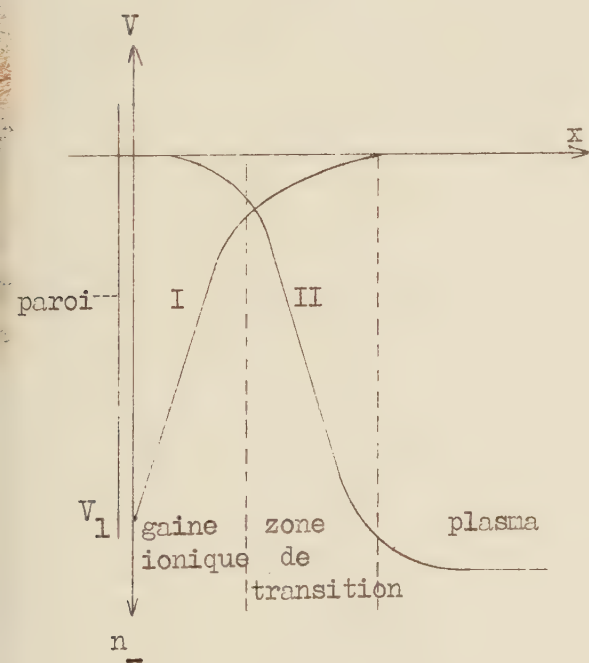


Fig. 16

densité électronique n_- le long d'un rayon de la chambre d'ionisation.

Entre le plasma et la paroi existe une "zone de transition" où la densité électronique n_- décroît rapidement, et une "gaine ionique" caractérisée par une densité électronique presque nulle. La chute de potentiel entre le plasma et la paroi a lieu principalement dans la gaine ionique, le potentiel chutant d'environ 2 à 4 volts dans la zone de transition. BOHM (11), étudiant un plasma dont la température électronique était $T_e = 3 \cdot 10^4$ °K et la densité ionique $n_0 = 4 \cdot 10^{12}/\text{cm}^3$, a trouvé une gaine ionique d'épaisseur 0,4 mm. D'après SPTIZER (12) et DELCROIX (13) l'épaisseur de la gaine ionique doit être de l'ordre de grandeur de la distance d'écran de DEBYE

$$\lambda_D = \left(\frac{k T_e \epsilon_0}{n_+ e^2} \right)^{1/2}$$
, k étant la constante de BOLZMANN, ϵ_0 la permittivité du vide, e la charge élémentaire, n_+ la densité ionique à la limite de la gaine et T_e la température électronique.

Avec les valeurs précédentes de T_e et de n_+ nous trouvons une épaisseur de $8 \cdot 10^{-3}$ mm. Ainsi l'épaisseur de la gaine ionique au voisinage des parois isolantes de la chambre d'ionisation, est au maximum de quelques 1/10 de mm.

3 - Répartition de la densité de charge au voisinage d'une électrode fortement négative

Remplaçons une partie de la paroi isolante par une électrode, que nous porterons à un potentiel fortement négatif par rapport au plasma. Comme précédemment, les électrons seront repoussés et très peu auront assez d'énergie pour surmonter cette "barrière de potentiel" et atteindre l'électrode. La gaine ionique va se déformer et son épaisseur sera supérieure devant l'électrode, dont l'action répulsive sur les électrons est plus importante que celle des parois (Figure 17). La chute de potentiel entre le plasma et l'électrode se décompose de la façon suivante : quelques volts dans la zone de transition et plusieurs milliers de volts dans la gaine ionique.

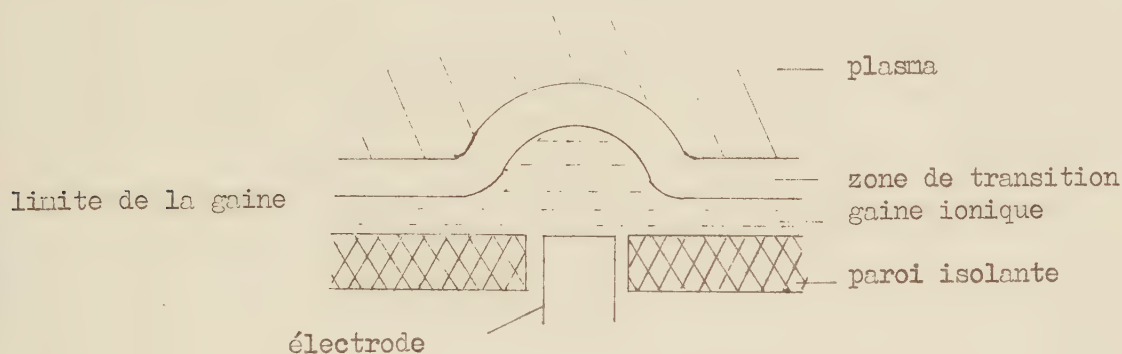


Fig. 17

4 - Stabilité de la gaine ionique

L'énergie cinétique des ions à l'intérieur du plasma est très faible (quelques 1/100 eV). Supposant le champ électrique nul à l'intérieur du plasma, BOHM (11) a montré mathématiquement que la gaine ionique est stable, si les ions provenant du plasma l'atteignent avec une énergie cinétique au moins égale à la moitié de la température électronique. Ces ions acquièrent leur énergie à la traversée de la zone de transition et, si v_+ est leur vitesse à la limite de la gaine, la stabilité de celle-ci exige que :

$$\frac{1}{2} m_+ v_+^2 \geq \frac{1}{2} k T_e$$

En prenant la valeur limite on a la relation

$$m_+ v_+^2 = k T_e$$

Or la densité de courant ionique est $j_+ = e n_+ v_+$ donc

$$j_+ = e n_+ \left(\frac{k T_e}{m_+} \right)^{1/2}$$

La densité ionique n_+ à la limite de la gaine où le potentiel est V , a pour valeur $n_+ = n_0 \exp \left(- \frac{eV}{k T_e} \right)$, n_0 étant la densité ionique à l'intérieur du plasma pris comme origine des potentiels. Nous venons de voir que la chute de potentiel à la traversée de la zone de transition est $V = \frac{1}{2} \frac{k T_e}{e}$; nous obtenons donc $n_+ = n_0 \exp \left(- \frac{1}{2} \right)$.

Finalement la gaine est stable si la densité ionique qui l'atteint est :

$$j_+ = 0,6 n_0 e \left(\frac{k T_e}{m_+} \right)^{1/2}$$

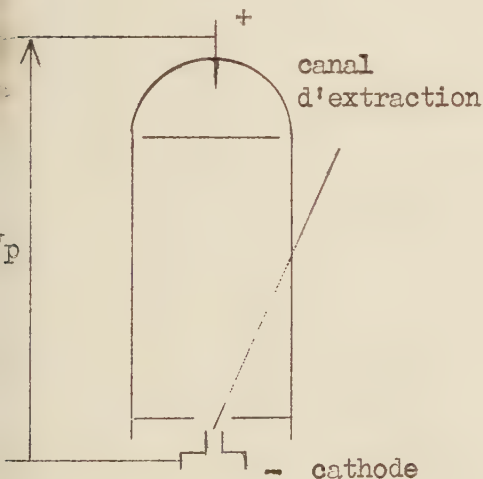
k étant la constante de BOLZMAN, e la charge élémentaire, et m_+ la masse de l'ion.

Pour obtenir un ordre de grandeur de cette densité considérons un plasma d'argon de température électronique $T_e = 5 \cdot 10^4$ °K et de densité ionique $n_0 = 10^{12} / \text{cm}^3$. Avec ces valeurs numériques nous obtenons $j_+ \simeq 30 \text{ mA/cm}^2$.

IV - EXTRACTION DES IONS

1 - Système d'extraction

Le système d'extraction utilisé se compose d'une anode et d'une cathode entre lesquelles est appliquée une différence de potentiel V_p (Figure 18). Les ions sortent de la chambre par un trou percé dans la cathode (canal d'extraction). Le diamètre de ce canal doit être assez faible pour limiter au maximum le passage du gaz de la décharge vers la région d'utilisation du faisceau.



Les ions atteignant la cathode peuvent être considérés comme émis par la surface séparant la gaine ionique de la zone de transition ; nous l'appellerons la "surface émissive".

Cette surface étant une surface équipotentielle, les ions la quittent à angle droit. L'intensité du faisceau ionique sera maximum lorsque les ions convergeront à l'intérieur du canal, c'est à dire lorsque la surface émissive sera une portion de sphère centrée à l'entrée du canal. Les différents paramètres étant

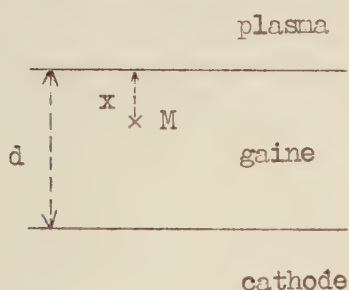
Fig. 18

fixés, nous modifierons la forme de la surface émissive en agissant sur la tension V_p et, d'après THONEMAN (14), il existe une valeur de cette tension pendant le courant ionique maximum. Nous avons trouvé expérimentalement la meilleure condition de fonctionnement lorsque V_p est égale à 4000 volts.

2 - Calcul de l'épaisseur de la gaine ionique

D'après BOHM (11), la densité de courant ionique est constante en tous les points de la gaine ionique. Il s'ensuit qu'à l'entrée du canal, cette densité est la même que sur la surface émissive.

Calculons la densité de courant ionique en assimilant les deux surfaces limitant la gaine à deux plans parallèles. En un point M situé entre ces deux plans (Figure 19) nous



avons la relation

$$\frac{1}{2} n_+ v_+^2 = e V_x$$

V_x étant la différence de potentiel entre la surface émissive et le point M et v_+ la vitesse d'un ion en ce point. La densité de courant en M est $j_+ = n_+ v_+ e$ et en utilisant l'équation de POISSON nous pouvons écrire :

Fig. 19

$$\Delta V_x = \frac{n_+ e}{\epsilon_0}$$

La poursuite du calcul nous donne finalement

$$j_+ = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{m_+} \right)^{1/2} V_p^{3/2} \frac{1}{d^2} \quad (1)$$

Le résultat de ce calcul, fait pour des surfaces planes et parallèles, est valable pour des surfaces de formes quelconques.

Connaissant la valeur de j_+ l'expression (1) nous permet de calculer l'épaisseur d de la gaine ionique au voisinage de la cathode. Pour l'argon, avec $j_+ = 30 \text{ mA/cm}^2$ et $V_p = 4000 \text{ V}$ nous trouvons $d \approx 3 \text{ mm}$.

Dans la décharge, la forme sphérique de la surface émissive est très visible, car au-dessous de cette surface il y a peu de lumière émise. L'épaisseur de la gaine obtenue expérimentalement par vision directe peut être évaluée à environ 4mm.

3 - Influence du canal d'extraction sur le courant ionique

a) Influence de la géométrie du canal

La forme du sommet de la cathode a une grande influence sur l'intensité du courant ionique.

Pour obtenir le maximum d'intensité il faut que la face supérieure de la cathode soit plane et perpendiculaire à l'axe de la source

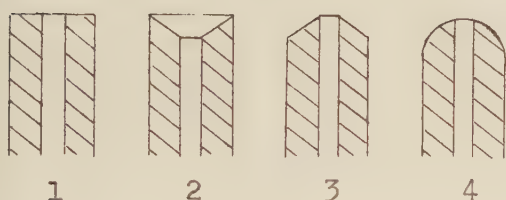


Fig. 20

(Figure 20-1). MOAK, REESE et GOOD (15) ont essayé diverses formes (Figure 20) ; ces auteurs ont constaté que les formes tronconiques 2 et 3 entraînent une diminution de courant de 80% par rapport à la forme plane 1, et la forme hémisphérique 4 une diminution de près de 95%.

b) Influence de la charge d'espace dans le canal

La charge d'espace provoque également une diminution de l'intensité du courant traversant le canal. Si ϕ est le diamètre du canal, L sa longueur, M la masse de l'ion en unité atomique de masse et V_p la tension en kilovolts, le courant ionique maximum, évalué en mA, pouvant traverser le canal est, d'après SPANGENBERG (16)

$$I_{\max} = \frac{28,8}{M^{1/2}} \frac{V_p^{3/2}}{L} \left(\frac{\phi}{L} \right)^2$$

Nous avons utilisé une cathode dont le canal a un diamètre minimum de 1,5 mm et une longueur de 6 mm. Nous trouvons pour notre plasma d'argon et pour $V_p = 4$ kV un courant maximum de 2,5 mA.

- 4 - Conclusion

La surface émissive étant de l'ordre du centimètre carré, le courant ionique est limité par la charge d'espace dans le canal.

Pour augmenter $I_{\max}$ on pourrait utiliser un canal de plus grand diamètre ϕ , mais le débit de gaz entre la chambre d'ionisation et la région d'utilisation des ions serait alors trop élevé. En effet le débit est, d'après la formule de KNUDSEN, proportionnel à $\frac{\phi^3}{L}$; il croît donc très vite avec le diamètre. Pour diminuer le débit gazeux dû à une augmentation de ϕ on pourrait diminuer L mais le faisceau à la sortie du canal serait alors trop divergent.

Si l'on place un diaphragme dans le canal on réduit considérablement le débit de gaz tout en réduisant peu le courant ionique. DEGEILH (10) en utilisant successivement un diaphragme de 3 mm et un diaphragme de 1 mm, a diminué le débit gazeux dans un rapport de 8 alors que le courant ionique n'était réduit que dans un rapport de 1,2.

C H A P I T R E I I I

MONTAGE EXPERIMENTAL

I - LA SOURCE D'IONS

1 - La chambre d'ionisation (Figure 21)

La chambre d'ionisation est constituée par une ampoule en pyrex de 40 mm de dia-

mètre extérieur et de 100 mm de hauteur totale. A une extrémité de l'ampoule se trouve une électrode de tungstène (anode) de 1,5 mm de diamètre, isolée du plasma par une gaine et un disque en pyrex.

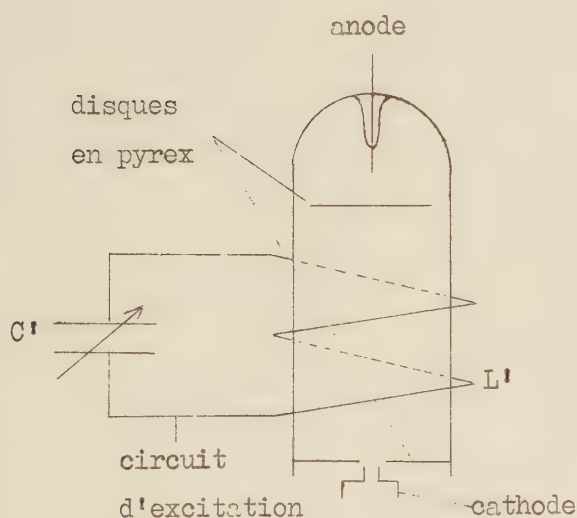


Fig. 21

L'autre extrémité est fermée par un disque également en pyrex, de 5mm d'épaisseur, percé d'un trou de 8mm de diamètre. Le perçage de ce trou doit être soigné car il intervient pour la focalisation du faisceau.

Pendant le fonctionnement la chambre est refroidie par un ventilateur, et la température des parois, mesurée à l'aide d'un thermocouple, ne dépasse pas 70° centigrade.

Aux pressions utilisées le libre parcours moyen électronique est de l'ordre de grandeur des dimensions de la source : ce sont donc les recombinaisons sur les parois qui sont prédominantes.

WOOD (17) a montré, en étudiant le spectre lumineux émis par une décharge dans l'hydrogène, que les parties métalliques favorisent la recombinaison des ions dans le plasma. Ces résultats sont confirmés par les mesures des coefficients de recombinaison, effectuées par SMITH (18), qui a trouvé les valeurs suivantes : $7 \cdot 10^{-4}$ pour le quartz, $2 \cdot 10^{-5}$ pour le pyrex et une valeur voisine de l'unité pour les métaux.

Il faut donc éviter au maximum les contacts entre le plasma et les parties métalliques.

2 - Le circuit d'excitation du plasma (Figure 21)

L'énergie haute fréquence est fournie au gaz à ioniser par l'intermédiaire d'un circuit, couplé au générateur par induction mutuelle, qui peut être accordé à l'aide d'un condensateur C'.

Ce circuit se compose d'une bobine de coefficient de self induction $L' = 0,4 \mu H$ et d'un condensateur de capacité C' variable de 5 à 10 pF. Il est possible ainsi de régler l'accord de façon à obtenir le maximum d'ionisation dans la source (intensité lumineuse maximum).

3 - La cathode (Figure 22)

La cathode est de révolution et peut se déplacer suivant l'axe de la source. Le canal d'extraction percé en son centre a un diamètre minimum de 1,5 mm et une longueur de 6 mm.

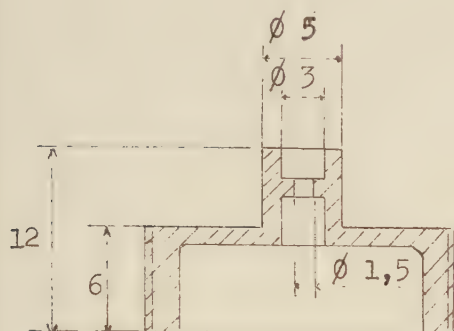


Fig. 22

4 - L'alimentation en gaz (Figure 23)

Pour régler l'arrivée du gaz dans la source nous avons utilisé un robinet à pointeau (Speedivac type LB 2A). Afin d'améliorer sa sensibilité, nous avons intercalé, entre la bouteille de gaz et le robinet, un ballon en pyrex d'une contenance de six litres dans lequel la pression était mesurée avec une jauge de PIRANI.

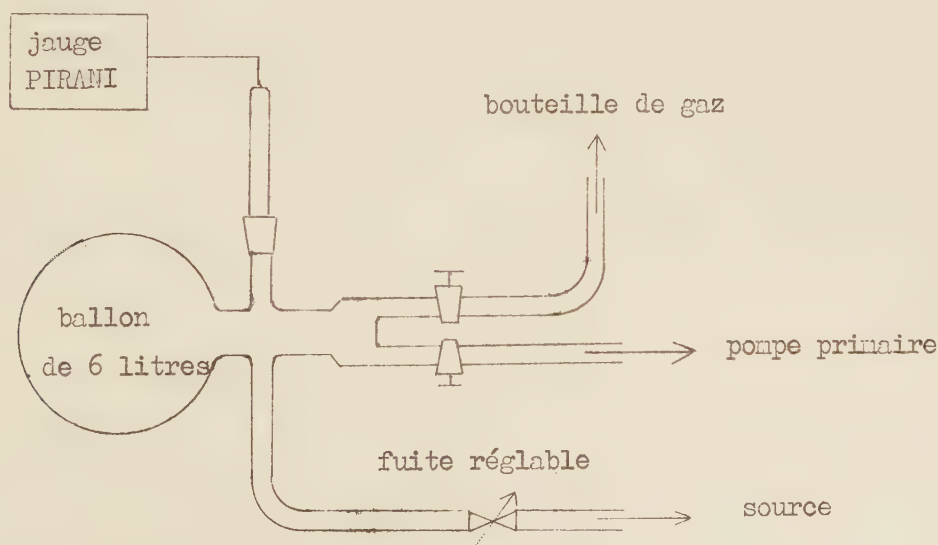


Fig. 23

La fuite étant fermée, le ballon est initialement relié à une pompe primaire. Lorsque la pression est de l'ordre de 10^{-2} mm de Hg, nous isolons le ballon et nous introduisons le gaz jusqu'à la pression désirée (quelques mm de Hg). Dans ces conditions, l'air résiduel représente moins de 1/100 du volume total du gaz introduit. La pression dans le ballon est maintenue à une valeur sensiblement constante pendant les essais.

II - LE GENERATEUR HAUTE FREQUENCE (Figure 24)

Le générateur haute fréquence utilise une double tétrode QQE 06.40 qui fonctionne en auto-oscillatrice. Les armatures des condensateurs C_1 sont formées de deux plateaux circulaires de diamètre 30 mm, la distance entre ces plateaux étant variable.

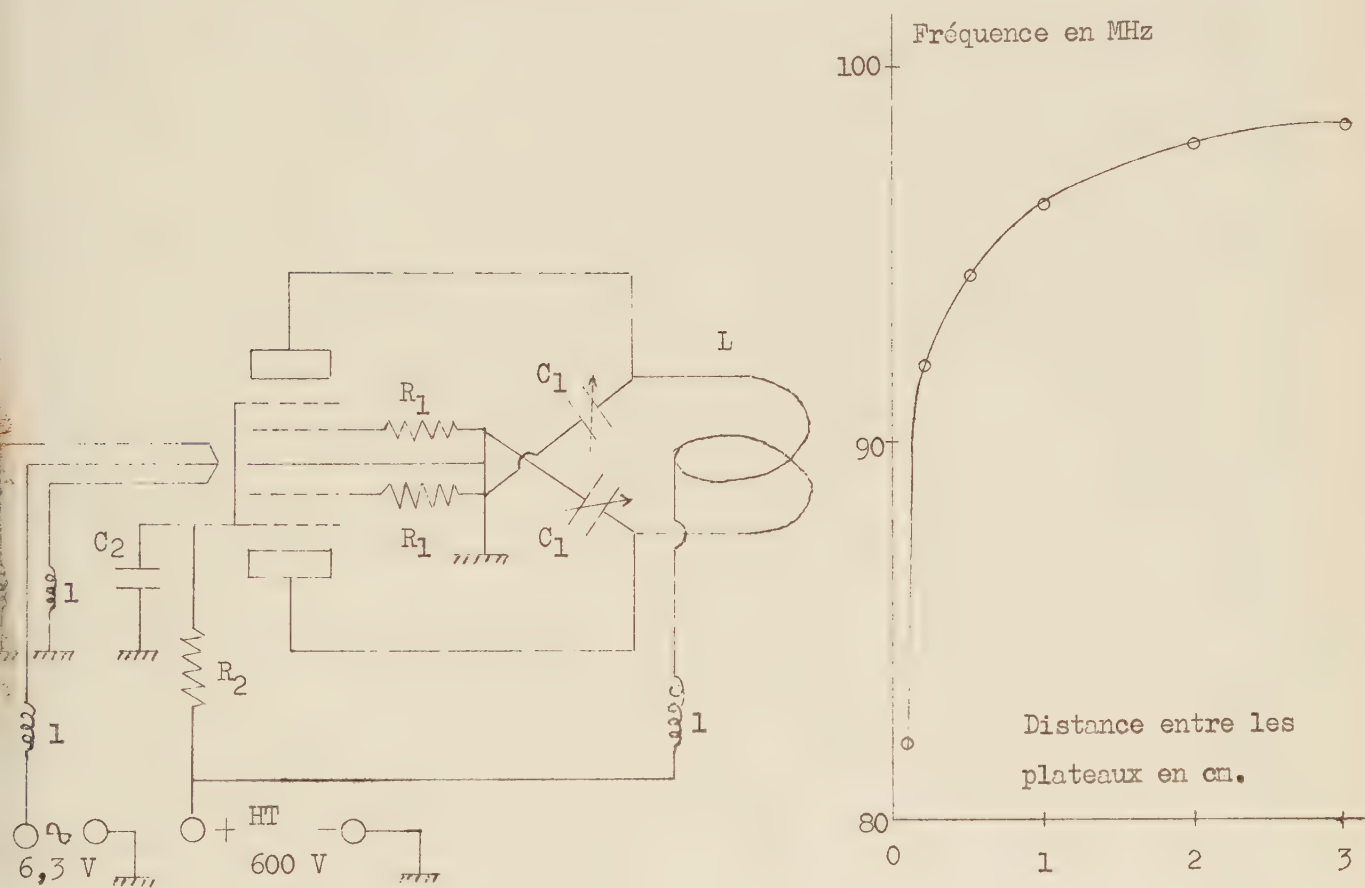


Fig. 24

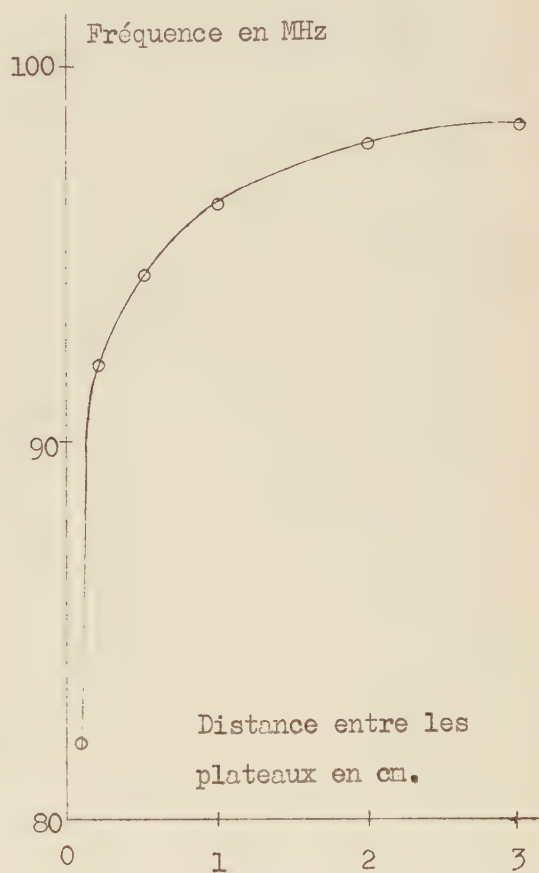


Fig. 25

La bobine L comprend deux spires de 90 mm de diamètre, constituées avec du tube de cuivre de 8 mm de diamètre. Les selfs de choc 1 et le condensateur de découplage C_2 , évitent le passage de la haute fréquence dans l'alimentation.

La figure 25 donne la fréquence d'oscillation en fonction de la distance séparant les plateaux des condensateurs C_1 .

Ce générateur, alimenté par haute tension (600 volts 500 mA), peut fournir une puissance maximum de 90 W à la fréquence utilisée.

III - LA LENTILLE FOCALISATRICE

Le faisceau à la sortie du canal d'extraction formant un angle d'environ 20 degrés, il est nécessaire pour le focaliser, d'utiliser une lentille à grande ouverture. Nous avons choisi une lentille symétrique à cylindres coaxiaux (Figure 26).

La différence de potentiel entre la cathode et la première électrode (électrode post accélératrice) accélère les ions à la sortie du canal tout en augmentant peu la divergence du faisceau.

Pour diminuer le taux de pulvérisation cette électrode est en aluminium, les deux autres étant en laiton.

Nous avons fixé la position du foyer à l'intérieur de la lentille afin d'obtenir le point de focalisation du faisceau immédiatement à la sortie de celle-ci. La longueur totale de la lentille étant prise à priori, nous avons déterminé ses autres caractéristiques en utilisant les abaques de LIPPERT et POHLIT (20). Dans le cas où le potentiel de l'électrode centrale est égal à la tension d'accélération des ions, et avec des électrodes de diamètre 30 mm, de longueur 25 mm et distantes de 3 mm, la distance focale de la

lentille est de 26 mm ; la distance du foyer au plan médian de la lentille est de 21 mm .

En prenant le diaphragme du canal comme point source objet, nous obtenons par construction le point de focalisation A' du faisceau (Figure 27).

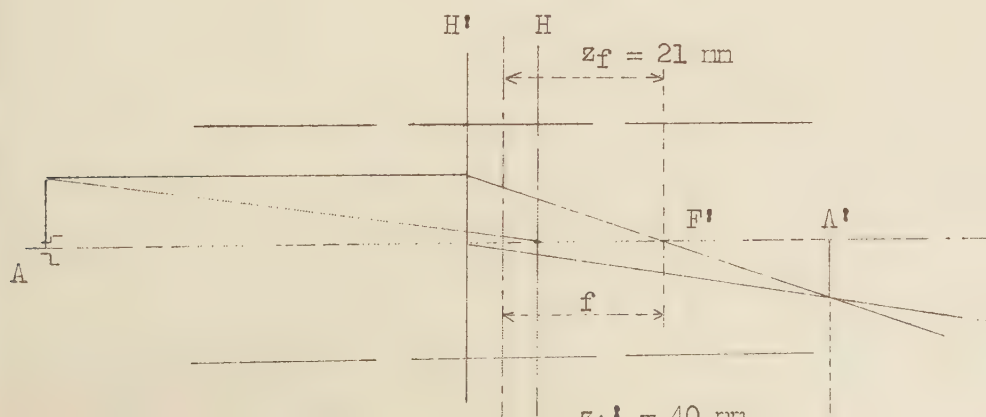


Fig. 26

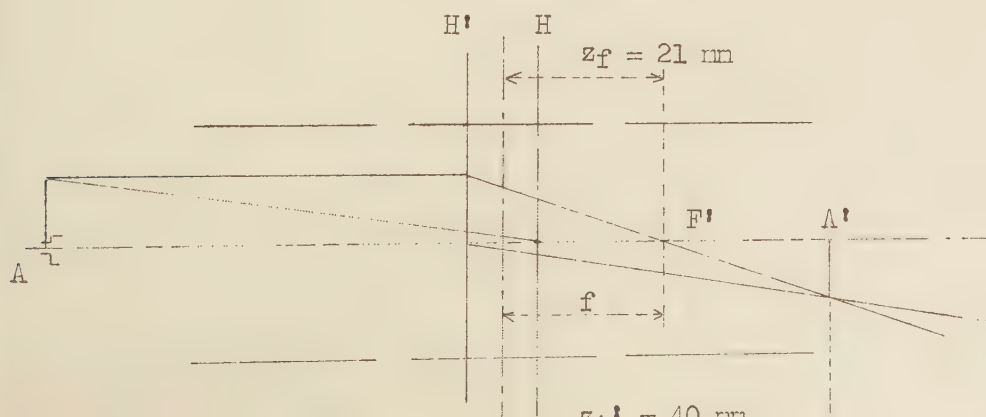


Fig. 27

CHANSON (21) a montré que la distance focale de la lentille symétrique, varie en fonction du potentiel U de l'électrode centrale suivant la relation $\frac{\Delta f}{f} = K \frac{\Delta U}{U}$ où K est une constante ne dépendant que du diamètre de cette électrode. D'après ses abaques nous trouvons pour notre lentille $K = 1,5$.

Ainsi, en agissant sur la tension U nous pouvons faire varier la position du point de focalisation d'une façon importante. En réalité, la distance de ce point au centre de la lentille ne peut excéder une vingtaine de centimètres, car au-delà de cette distance la charge d'espace empêche d'obtenir un faisceau de faible section.

IV - LE SYSTEME DE DEFLXION (Figure 28)

Pour l'étude de la composition du faisceau, nous avons utilisé un champ magnétique défecteur à la sortie de la lentille, créé par un circuit magnétique en fer doux.

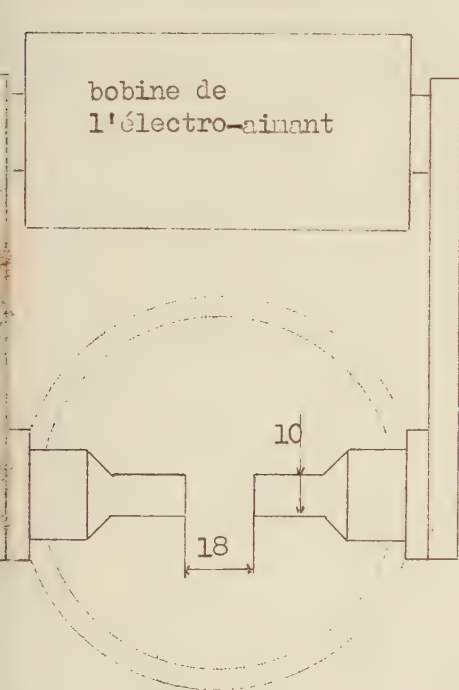


Fig. 28

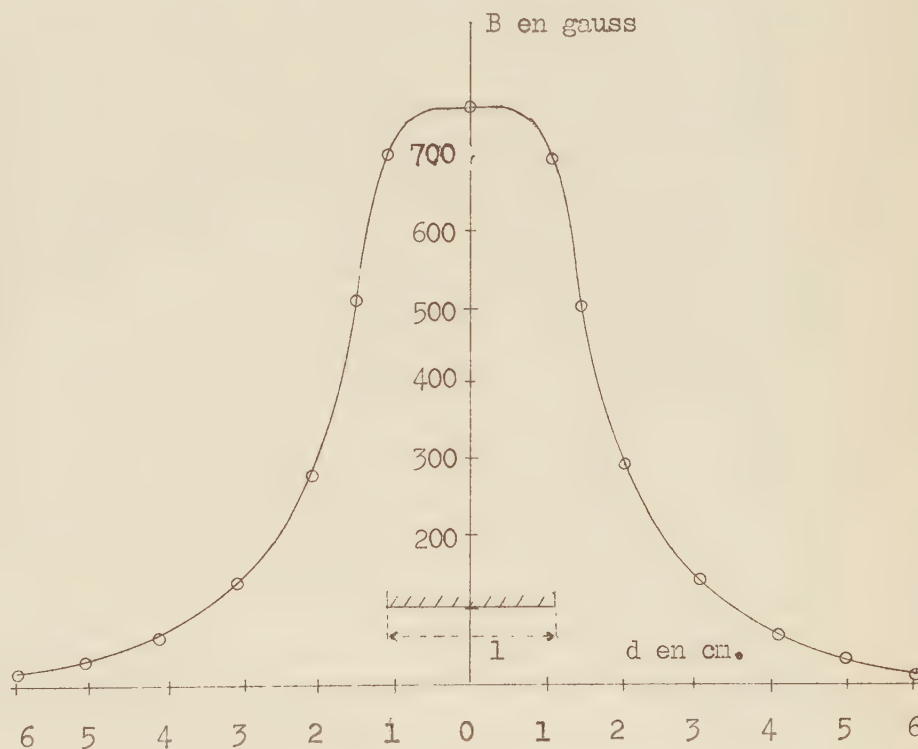


Fig. 29

L'entrefer a une épaisseur de 18 mm et une section rectangulaire de 22×10 mm. La bobine de l'électrocinant est alimentée sous 20 volts et le courant peut être réglé de 0 à 5 ampères à l'aide d'un rhéostat.

L'induction magnétique n'est pas localisée dans l'entrefer, elle s'étend sur une distance d'environ 6 cm de part et d'autre de l'axe de celui-ci. La figure 29 montre la variation de l'induction le long de l'axe de la source pour un courant dans la bobine de 5 ampères.

Pour le calcul de la déviation des ions, nous supposons que l'induction n'existe que dans l'entrefer de longueur l et nous prendrons sa valeur égale à :

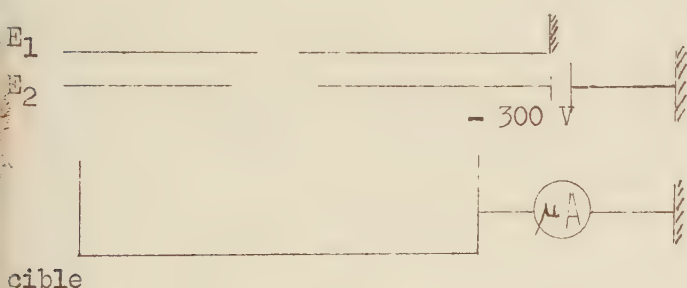
$$B_0 = \frac{1}{l} \int_{-6 \text{ cm}}^{+6 \text{ cm}} B \, dx$$

Graphiquement nous obtenons $B_0 = 1500$ gauss.

V - LE COLLECTEUR D'IONS

Nous voulons mesurer l'intensité du faisceau à son point de focalisation. Pour cela nous avons utilisé une cage de FARADAY représentée sur la figure 30.

La première électrode E_1 , reliée à la masse, est percée d'un trou de diamètre 1,5 mm. L'électrode E_2 est polarisée négativement par rapport à la cible, de telle sorte que les électrons secondaires ne peuvent quitter la cage.



Le courant ionique recueilli est mesuré par un microampèremètre.

La cage peut se déplacer à vitesse constante dans une direction perpendiculaire à l'axe de la source ; ce déplacement est utilisé lorsqu'on étudie la déviation du faisceau par un champ magnétique.

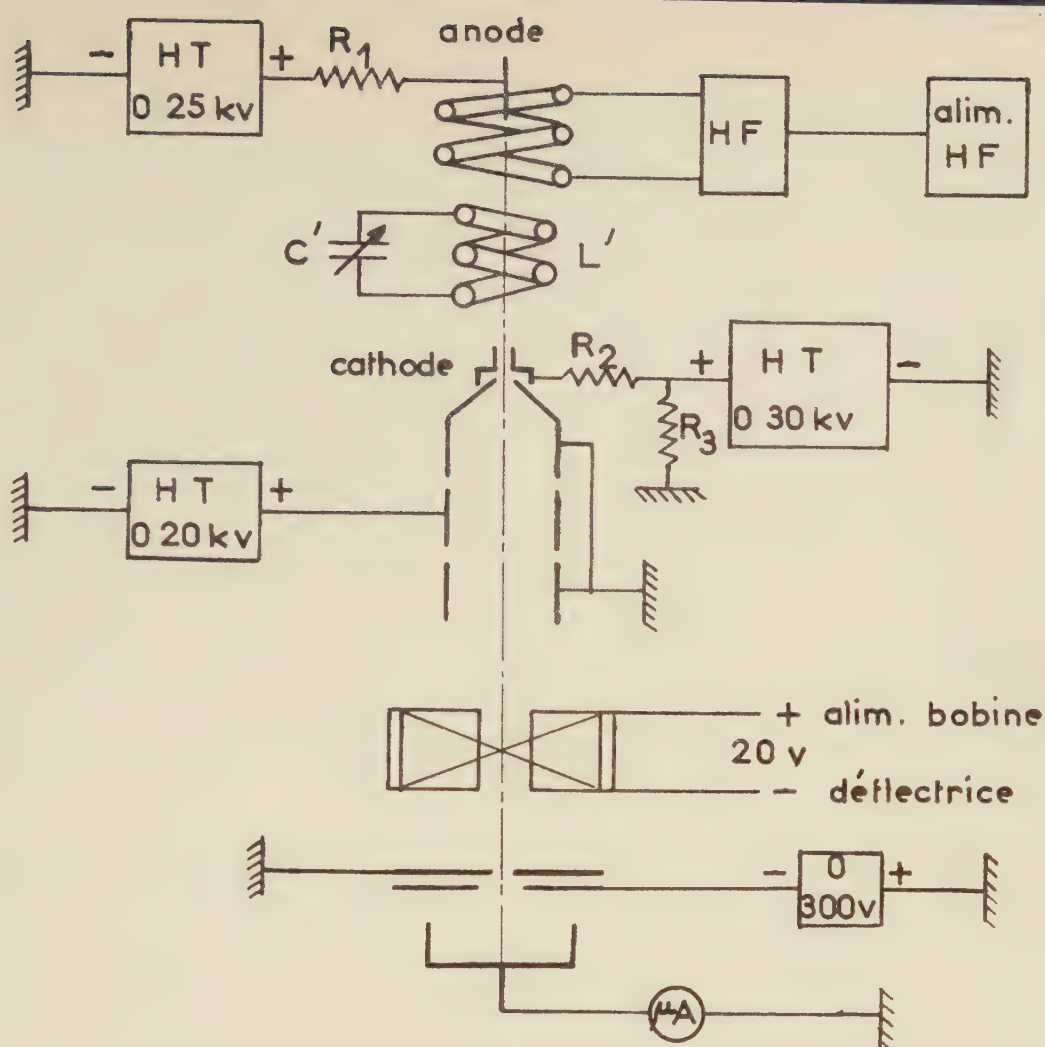
Fig. 30

VI - LES ALIMENTATIONS HAUTE TENSION

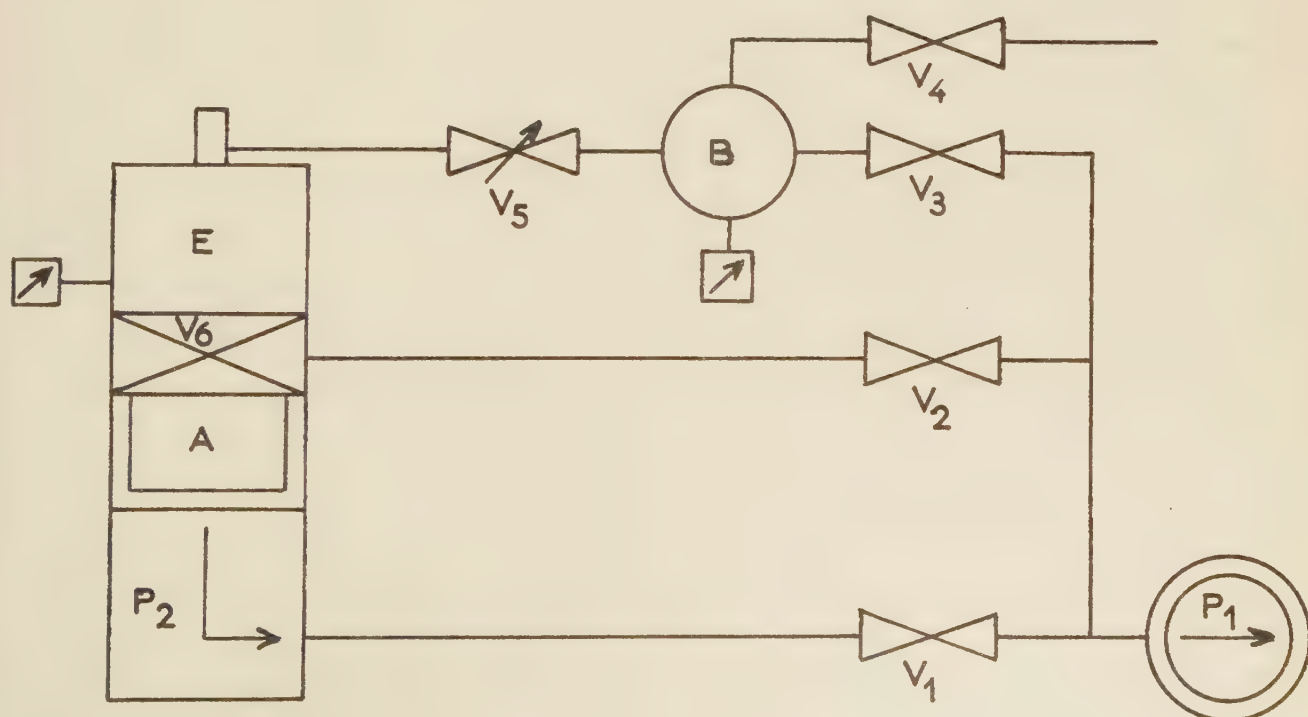
Dans toutes nos expériences, la dernière électrode de la lentille focalisatrice et la cage de FARADAY sont reliées à la masse. La figure 31 donne le schéma général de l'alimentation électrique des différentes parties du montage.

1 - Alimentation de l'anode

Cette alimentation, réalisée au laboratoire, peut fournir une tension variable de 0 à 25 kV avec un débit maximum de 8 nA. Une résistance R_1 de 300 k Ω , placée en série avec l'anode, limite le courant débité par la haute tension en cas d'amorçage entre l'anode et la cathode.



31 Alimentation électrique



32 Groupe de pompage

2 - Alimentation de la cathode

L'alimentation utilisée peut fournir une tension variable de 0 à 30 kV avec un débit maximum de 20 mA. La résistance R_3 assure l'écoulement à la masse des charges positives captées par la cathode. La résistance R_2 de 30 k Ω protège l'alimentation en cas de décharge entre la cathode et la lentille.

3 - Alimentation de la lentille

L'électrode centrale de la lentille est alimentée par une haute tension variable de 0 à 20 kV dont le débit maximum est de 1 mA.

VII - LE GROUPE DE POMPAGE (Figure 32)

Le groupe de pompage est composé d'une pompe primaire P_1 dont la vitesse de pompage est de 100 l/mn, et d'une pompe secondaire P_2 (Edwards 403 A) dont la vitesse de pompage est $v = 300$ l/s.

Un système de vannes V_1, V_2, V_3 permet de mettre la pompe primaire en communication directement avec le ballon B servant de réserve de gaz pour l'alimentation de la source.

La pompe secondaire P_2 est surmontée d'un piège à air liquide A, de conductance $C_1 = 500$ l/s. Enfin, un robinet écran V_6 refroidi par circulation d'eau et de conductance $C_2 = 500$ l/s, permet d'isoler l'enceinte à vide E de la pompe secondaire. La vitesse de pompage à la sortie du robinet écran est donnée par la relation :

$$\frac{1}{v'} = \frac{1}{v} + \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2},$$

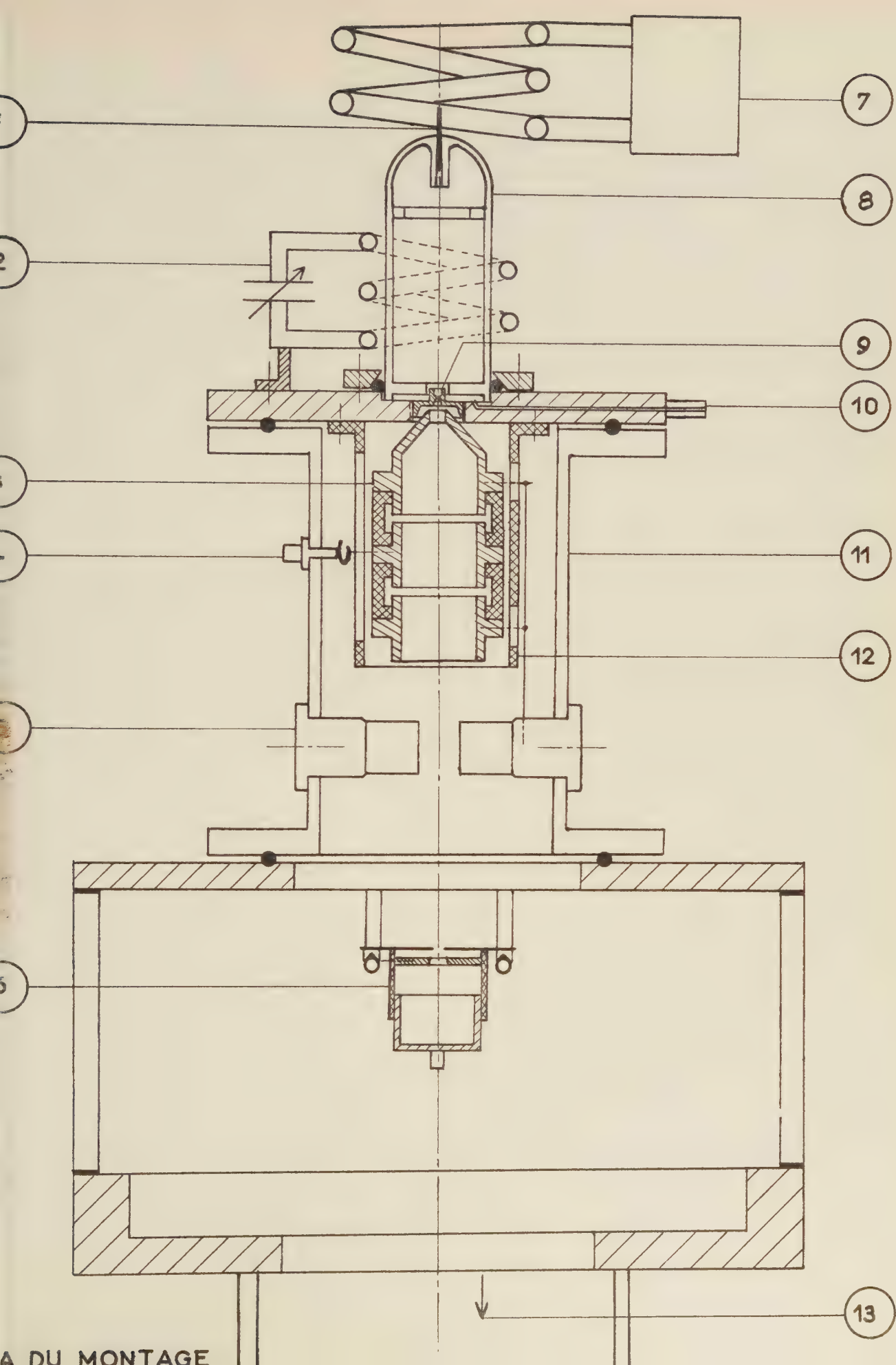
$$\text{d'où } v' = 130 \text{ l/s.}$$

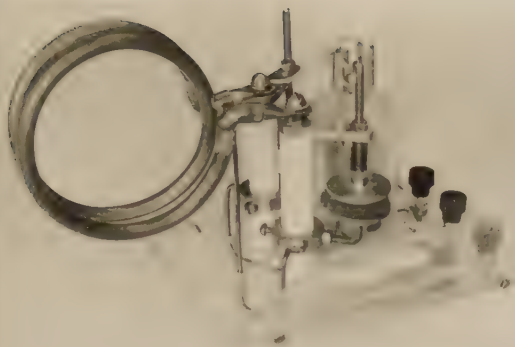
Il est très important d'avoir une vitesse de pompage élevée, afin d'obtenir un gradient de pression aussi élevé que possible entre la chambre d'ionisation et la sortie du canal d'extraction. En effet, dans le cas contraire, les chocs avec les molécules de gaz résiduel au niveau du sommet de la lentille sont responsables d'une dispersion de vitesse des ions composant le faisceau, ce qui interdit une focalisation correcte de celui-ci.

LEGENDE DU SCHEMA DE MONTAGE

=====

- 1 - Anode .
- 2 - Circuit couplé d'excitation .
- 3 - Lentille focalisatrice .
- 4 - Arrivée haute tension .
- 5 - Pôles défecteurs .
- 6 - Collecteur d'ions .
- 7 - Générateur haute fréquence .
- 8 - Chambre d'ionisation .
- 9 - Cathode .
- 10 - Entrée du gaz .
- 11 - Support en plexiglass .
- 12 - Support de la lentille .
- 13 - Vers la pompe secondaire .

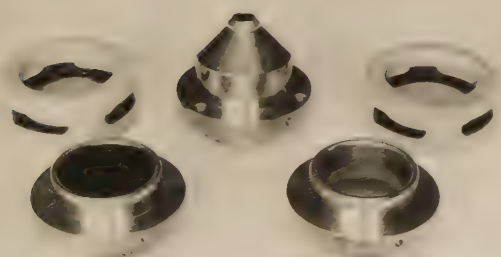




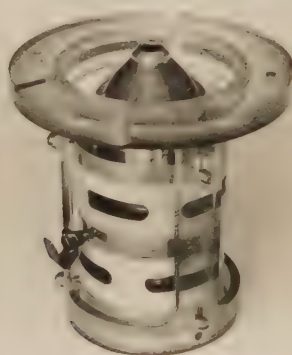
GENERATEUR HAUTE FREQUENCE



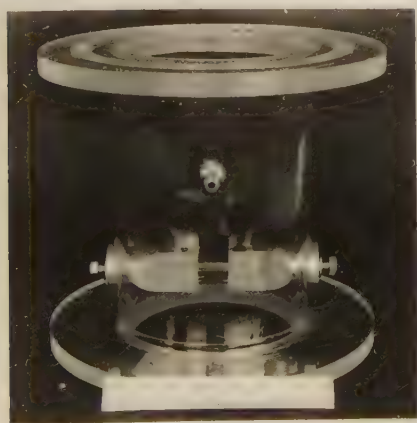
CHAMBRES D'IONISATION ET CATHODE



LENTILLE FOCALISATRICE



LENTILLE ET SUPPORT



SYSTEME DEFLECTEUR



FAISCEAU IONIQUE

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - MESURE DE LA PRESSION DANS LA SOURCE

Pour la mesure de la pression dans la source, nous avons remplacé la chambre d'ionisation utilisée normalement, par une ampoule de même forme, mais possédant une sortie latérale où nous pouvions adapter une tête de jauge. Nous avons utilisé une jauge de PIRANI (Edwards modèle 72 B) permettant de mesurer la pression de 10^{-4} à 1 mm de Hg.

Il n'a pas été possible de mesurer la pression dans la source pendant le fonctionnement du générateur, car le champ haute fréquence influençait très fortement les résultats donnés par la jauge.

En fait, SKURNICK (22), mesurant la pression à l'aide d'une jauge à thermocouple, a montré que la faible augmentation de celle-ci, consécutive à l'ionisation du gaz, était due essentiellement à l'élévation de la température de la chambre (température maximum 70°C).

pression dans la source

10^{-3} mm de Hg.

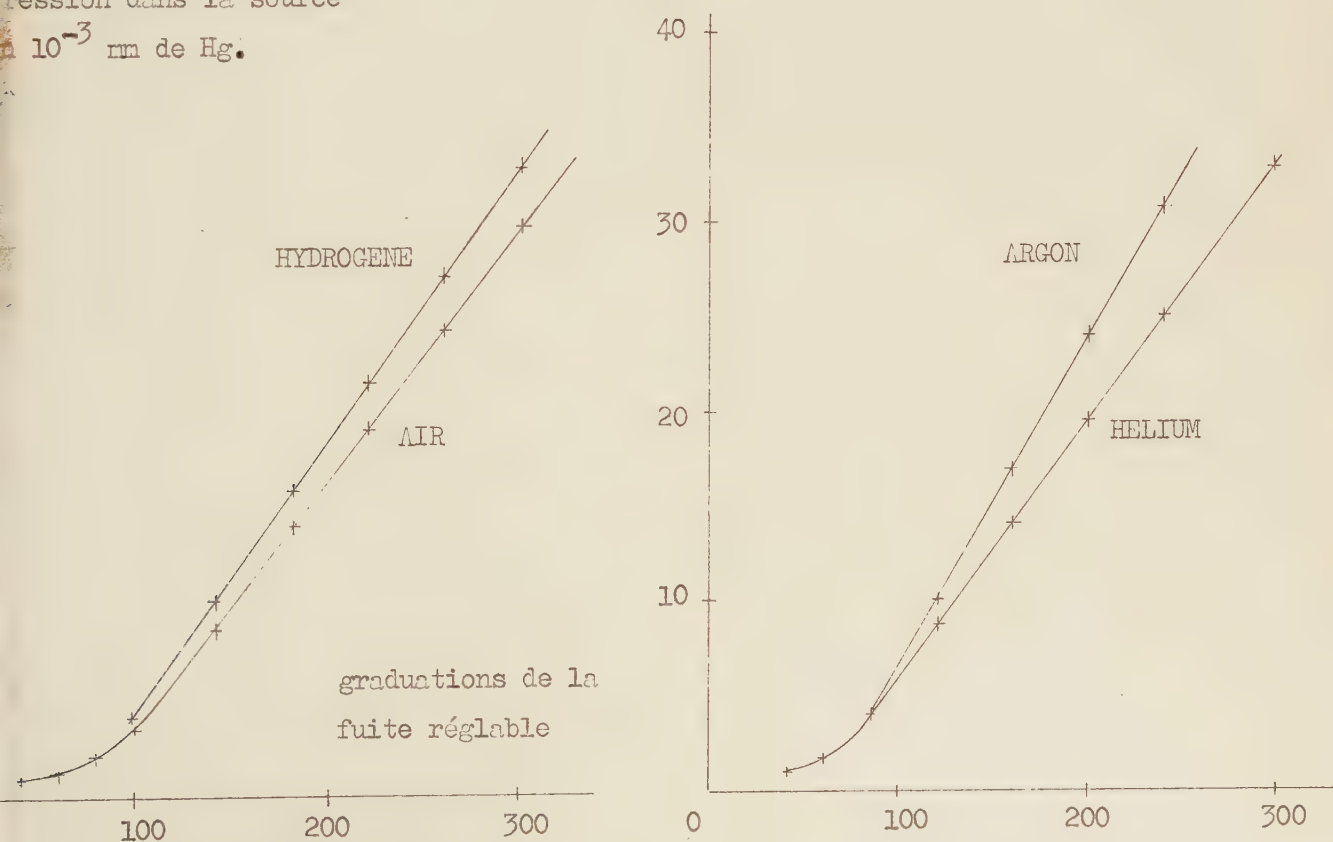


Fig. 33

Utilisant la chambre à ionisation précédente, nous avons étalonné la fuite réglable pour différents gaz. La pression à l'intérieur du ballon servant de réserve de gaz est : 3 mm de Hg pour l'air et l'argon et 10 mm de Hg pour l'hélium et l'hydrogène.

Les courbes obtenues (Figure 33) montrent que pour une pression supérieure à $3 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg environ, la pression dans la source dépend linéairement des graduations arbitraires portées sur la fuite réglable.

III - MESURE DU DEBIT GAZEUX

Il est intéressant de connaître, pour une source ionique donnée, la consommation en gaz.

Dans notre montage, nous avons pu, sans utiliser aucun appareil supplémentaire, déterminer une valeur approchée de cette consommation. Pour cela, nous avons noté la variation de pression dans le ballon utilisé comme réserve de gaz, correspondant à un intervalle de temps Δt . Par application de la loi de MARIOTTE nous obtenons :

$$v_{760} = \frac{v_0}{760} (p_0 - p_1)$$

v_{760} étant le volume de gaz en centimètres cubes, ramené à la pression normale, consommé pendant l'intervalle de temps Δt , v_0 le volume du ballon en centimètres cubes, p_0 la pression initiale dans le ballon en mm de Hg, p_1 la pression finale dans le ballon en mm de Hg. Ainsi, le débit gazeux horaire exprimé en centimètres cubes et ramené à la pression normale est ;

$$v_h = \frac{8 (p_0 - p_1)}{\Delta t}$$

A - RESULTATS OBTENUS AVEC L'AIR

Dans la suite de notre exposé, nous appellerons "tension d'extraction" V_{ex} la différence de potentiel entre l'anode et la cathode, "tension d'accélération" V_{acc} la différence de potentiel entre la cathode et l'électrode post accélératrice, et p la pression dans la chambre d'ionisation.

I - COURANT IONIQUE OBTENU SANS LENTILLE FOCALISATRICE

Dans une première expérience, nous avons mesuré le courant ionique en mettant une

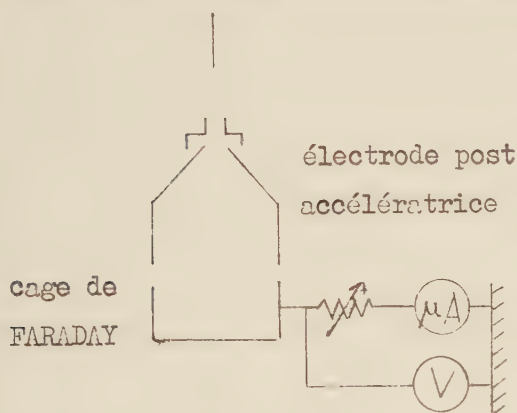


Fig. 34

cage de FARADAY directement derrière l'électrode post accélératrice (Figure 34). Pour supprimer l'émission électronique secondaire, nous avons porté l'électrode post la cage à un potentiel positif V réglable, en intercalant une résistance variable entre celle-ci et la masse.

Nous avons tracé la courbe $I_t = f(V)$ pour $V_{ex} = 4$ kV, $V_{acc} = 3$ kV et $p = 4,5 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg (Figure 35).

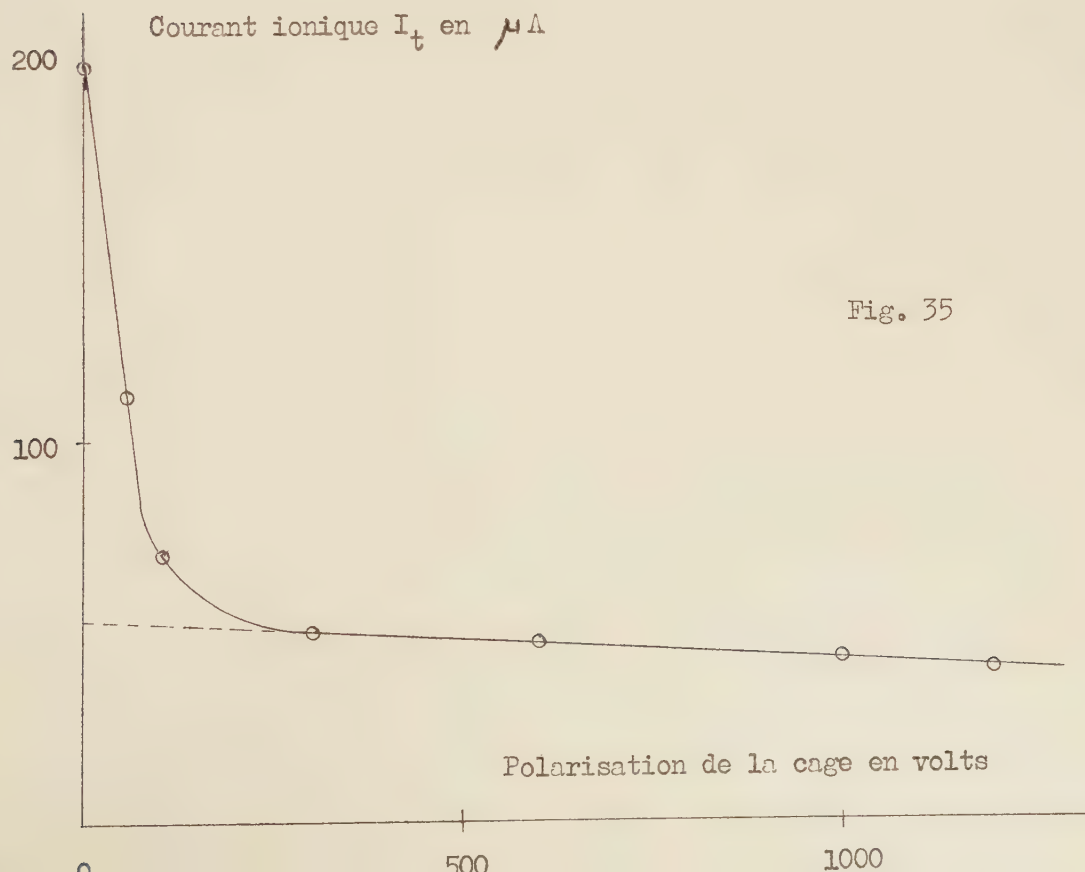


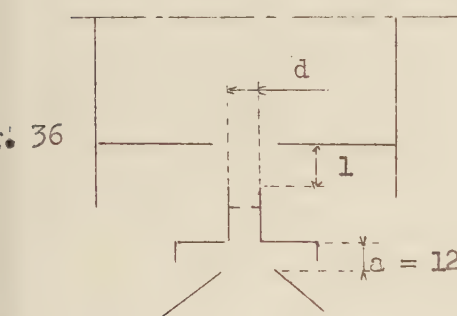
Fig. 35

L'intersection de la partie rectiligne avec l'axe des ordonnées, nous fournit la valeur exacte du courant ionique recueilli. Dans ces conditions, l'intensité du courant ionique est égale à 55 microampères.

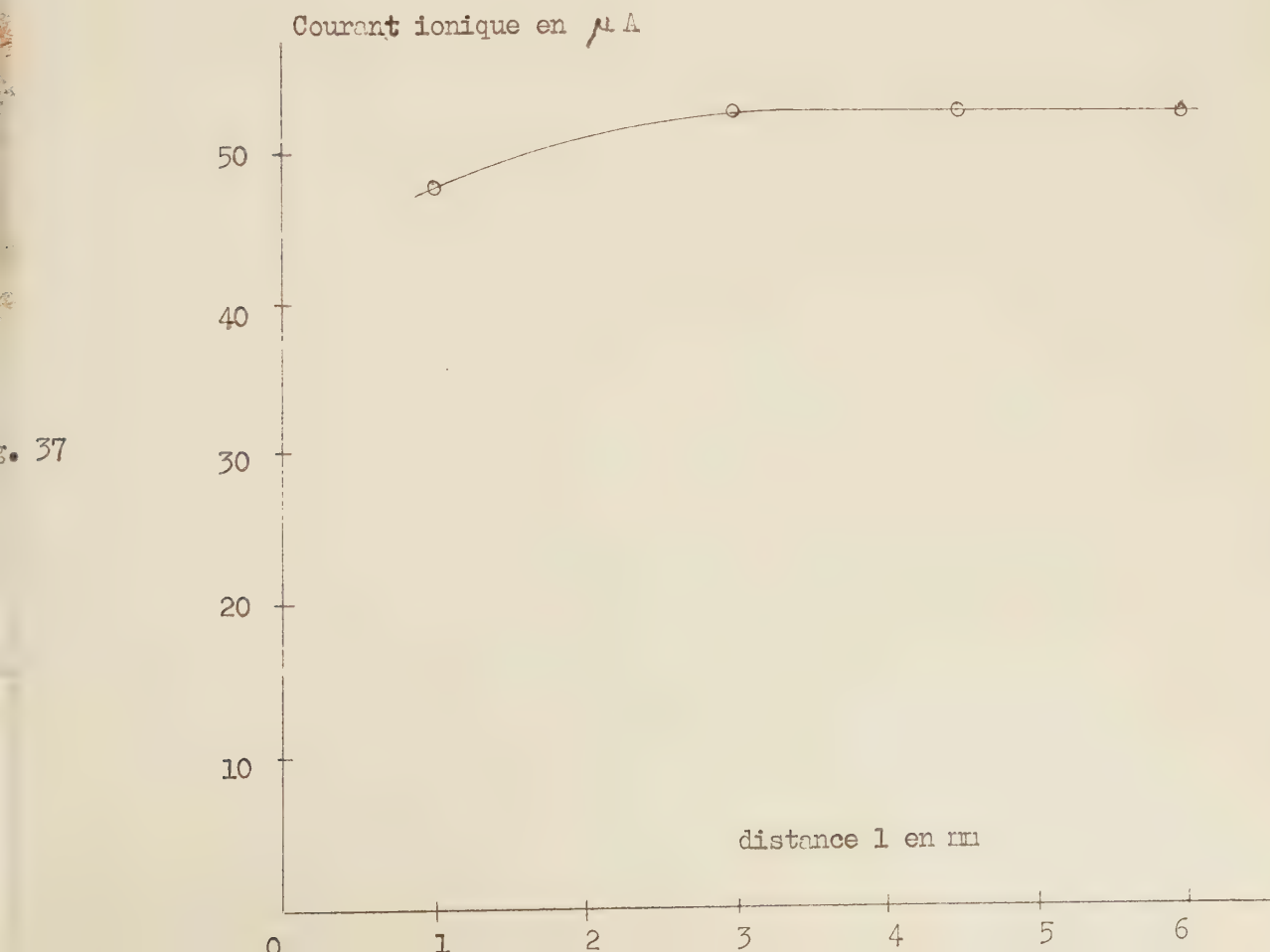
II - INFLUENCE DES DIVERS PARAMETRES SUR L'INTENSITE DU FAISCEAU FOCALISE

Dans l'expérience précédente, le faisceau à la sortie du canal d'extraction diverge avec une ouverture d'environ 20 degrés. Nous avons effectué toutes les mesures suivantes avec une lentille qui nous permet de focaliser le faisceau dans le plan du diaphragme de la cage de FARADAY décrite au Chapitre III - V. Le diamètre du spot étudié est de l'ordre du millimètre.

1 - Influence de la position de la cathode



Le système d'extraction est représenté sur la figure 36. Soit l la distance entre le sommet de la cathode et le plan supérieur du disque en pyrex. Nous avons tracé la courbe donnant l'intensité I du faisceau à son point de focalisation, en fonction de l , pour $V_{ex} = 4$ kV, $a = 12$ mm, $V_{acc} = 3$ kV et $p = 4,5 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg, (Figure 37).



Nous constatons que la valeur du courant ionique est pratiquement indépendante de la distance l , lorsque celle-ci varie de 1 à 6 mm. Par contre, cette distance a une grande influence sur la divergence du faisceau à la sortie du canal d'extraction. Pour les valeurs extrêmes de l , on constate une augmentation de la divergence du faisceau. Ces résultats sont en bon accord avec ceux de GOODWIN (23) qui a obtenu la plus faible ouverture du faisceau pour l égal au diamètre d de la cathode. Dans notre montage où $d = 5$ mm nous avons choisi pour la suite des mesures $l = 3$ mm. L'augmentation de la divergence du faisceau pour les faibles valeurs de l , peut s'interpréter à l'aide du schéma suivant (Figure 38). En position 1, la paroi du trou percé dans le pyrex se charge positivement, focalisant le faisceau à l'intérieur du canal d'extraction.

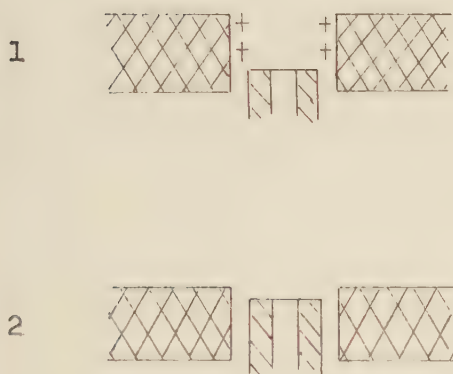


Fig. 38

En position 2, cette focalisation électrostatique ne se produit pas. D'autre part, dans cette position, de petites décharges apparaissent entre la cathode et le plasma, ce qui entraîne une forte instabilité du courant ionique.

D'après MOAK (15), le centrage de la cathode par rapport à la chambre d'ionisation est très important. Avec notre montage, nous avons constaté que le centrage n'a pas d'influence sur l'intensité du faisceau, mais seulement sur sa direction.

Pour placer le faisceau dans l'axe de la source, nous déplaçons latéralement la chambre d'ionisation en cours de fonctionnement.

2 - Influence de la pression dans la source

Pour de très faibles pressions dans la source (quelques 10^{-5} mm de Hg) il n'est pas possible d'obtenir un courant ionique. Dans ce cas, la lumière émise par la source est due à la fluorescence des parois.

Nous avons tracé les courbes $I = f(p)$ pour $V_{acc} = 3$ kV et $V_{ex} = 3$ et 4 kV (figure 39). Dans les deux cas le courant ionique croît rapidement à partir de $p = 10^{-3}$ mm de Hg, passe par un maximum pour $p = 4,6 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg puis redécroit.

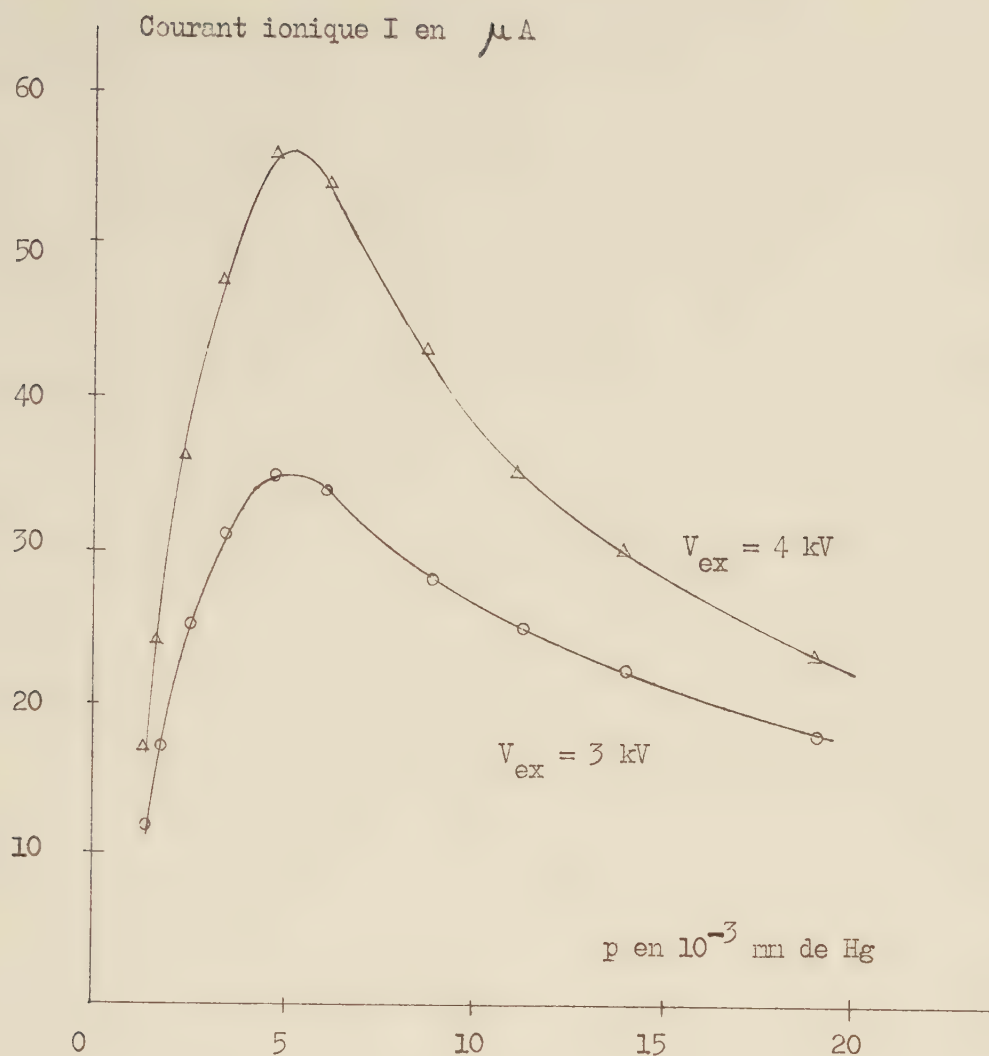


Fig. 39

a) Interprétation du maximum de courant

Nous avons constaté que le maximum du courant ionique correspondait au maximum de luminosité de la source, donc au maximum d'ionisation du gaz qu'elle contient.

La probabilité d'ionisation d'un atome de gaz par un électron, dépend de l'énergie de celui-ci. Elle croît rapidement avec cette énergie, passe par un maximum correspondant dans le cas de l'air à 100 eV, puis décroît lentement.

Lors d'un choc ionisant nous avons vu (Chapitre II - III - 1) qu'un électron est libéré avec une énergie cinétique de quelques eV. Pour que cet électron puisse à son tour provoquer un ou plusieurs chocs ionisants, il faut qu'il acquière le maximum d'énergie. Or cette énergie lui est fournie principalement par le champ électrique induit. Nous aurons donc le maximum d'ionisation à l'intérieur de la chambre, lorsque le libre

parcours moyen d'un électron est égal à la distance qu'il parcourt pendant une demi période du champ.

L'amplitude maximum du champ électrique induit est de l'ordre de 10 V/cm (SWANN et SINGLE 24) et le libre parcours moyen électronique, à la pression de $4,6 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg, est de 8,6 cm. Ainsi, l'énergie cinétique des électrons dans le plasma est au maximum de l'ordre de 60 eV.

Si notre raisonnement est valable, compte tenu du fait que la probabilité maximum d'ionisation des gaz étudiés correspond à une énergie de l'ordre de 100 eV, nous devrions obtenir un maximum de courant ionique lorsque le libre parcours moyen est égal à 8,6 cm. Dans le cas de l'argon, de l'hélium et de l'hydrogène, le calcul de la pression qui correspond à un libre parcours moyen électronique de 8,6 cm nous fournit les résultats suivants : $P_A = 4,7$, $p_{He} = 13,3$ et $p_H = 8,6 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg.

Nous verrons ultérieurement que les maximums des courants ioniques sont obtenus pour ces valeurs des pressions ainsi calculées.

b) Représentation analytique de la courbe $I = f(p)$ après le maximum

Nous avons vu (Chapitre II - III - 4) que la densité de courant ionique j_+ extrait du plasma est donnée par $j_+ = 0,6 n_0 \left(\frac{k T_e}{m_+} \right)^{1/2}$.

Nous pouvons donc représenter théoriquement l'intensité I du courant ionique recueilli par $I = C_1 T_e^{1/2}$. Comme la pression est inversement proportionnelle à la température électronique, on peut écrire : $I = C_2 p^{-1/2}$. Si nous cherchons à représenter les courbes expérimentales $I = f(p)$ par une fonction de la forme $I = C p^k$ nous obtenons pour k les valeurs suivantes :

$$k = -0,78 \text{ pour } V_{ex} = 4 \text{ kV}$$

$$k = -0,54 \text{ pour } V_{ex} = 3 \text{ kV}.$$

SKURNIK (22), au cours d'une série de mesures, a trouvé pour valeur moyenne $k = -0,618$. Les valeurs expérimentales montrent que le courant décroît plus vite, lorsque la pression augmente, que ne le laisse prévoir la théorie.

3 - Influence de la tension d'extraction

Nous avons tracé les courbes donnant le courant ionique I en fonction de la tension d'extraction V_{ex} pour $V_{acc} = 3 \text{ kV}$, $p = 4,6$ et $12 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg (Figure 40).

Pour $V_{\text{ex}} < 2$ kV, le courant est faible ; il croit rapidement pour $2 < V_{\text{ex}} < 4$ kV puis tend ensuite vers la saturation et, suivant la valeur de p , peut même décroître.

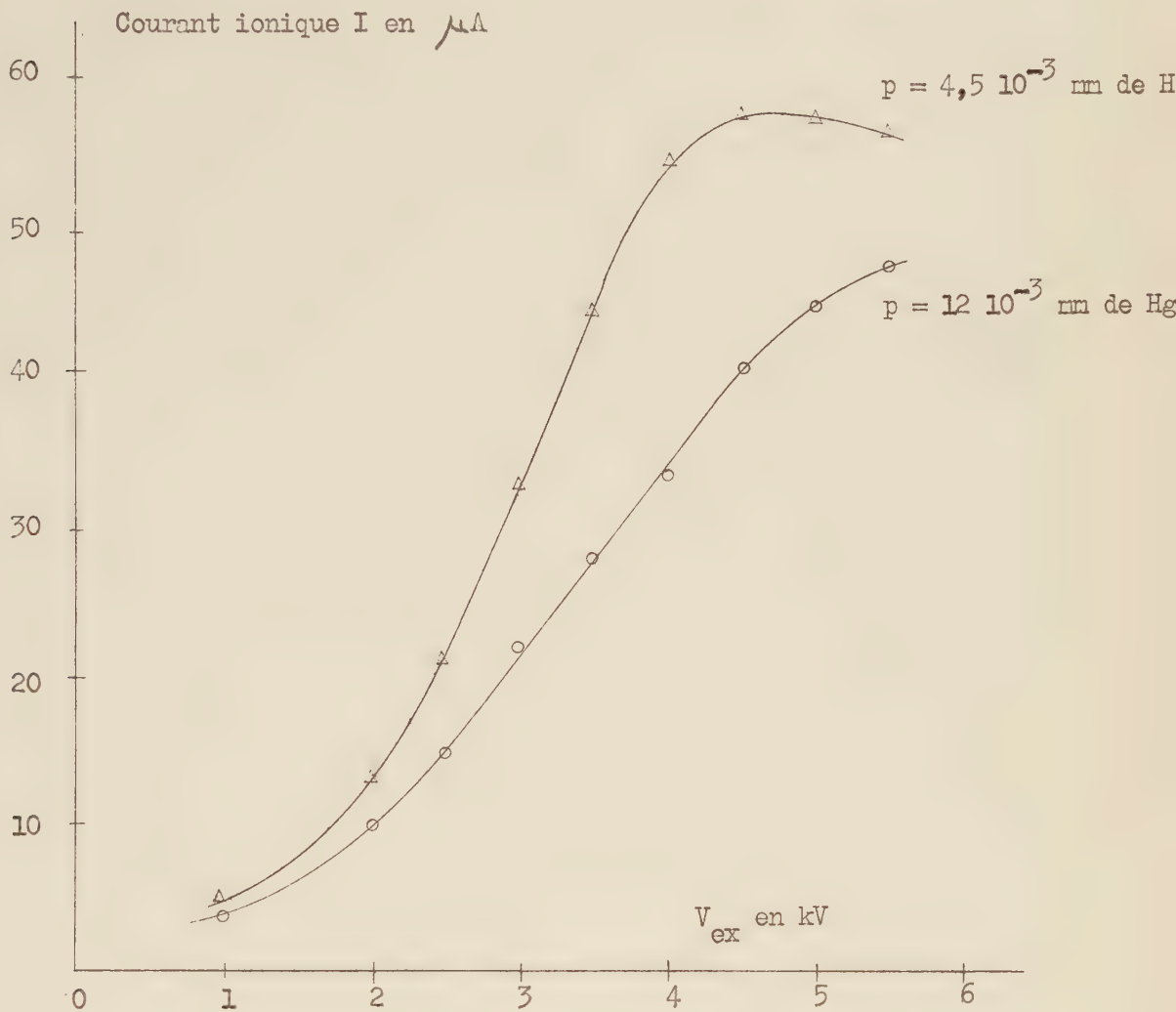


Fig. 40

Lorsque $V_{\text{ex}} > 5$ kV, le fonctionnement devient instable et un fort débit apparaît dans la haute tension de focalisation. Dans ces conditions, le faisceau est très divergent à la sortie du canal d'extraction, et les ions atteignent de grandes surfaces métalliques. Les électrons secondaires émis par ces surfaces sont captés par l'électrode centrale de la lentille, ce qui explique l'augmentation du débit de la haute tension de focalisation.

Pour la pression de $4,5 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg, la valeur de la tension d'extraction donnant les meilleurs résultats est $V_{\text{ex}} = 4$ kV.

L'intensité du courant ionique traversant le canal d'extraction est de la forme

$$I = C V_{ex}^{3/2} \quad (\text{Chapitre II - IV - 3})$$

Si nous cherchons à représenter les courbes expérimentales $I = f(V_{ex})$ par une fonction de la forme $I = k_1 V_{ex}^x$ nous obtenons, lorsque $2 < V_{ex} < 4$ kV, les valeurs suivantes de x :

$$x = 2,1 \quad \text{pour } p = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ mm de Hg}$$

$$x = 1,7 \quad \text{pour } p = 12 \cdot 10^{-3} \text{ mm de Hg}$$

En réalité, un autre phénomène que celui de charge d'espace intervient pour augmenter le courant ionique, lorsque V_{ex} croît. La forme de la surface émissive varie ; la quantité d'ions quittant cette surface et pénétrant dans le canal augmente avec V_{ex} (Figure 41).

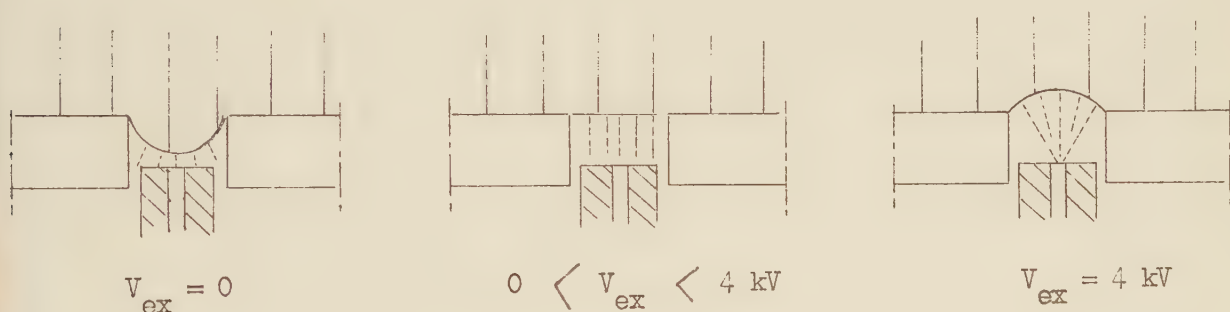


Fig. 41

Ceci explique la valeur expérimentale de x supérieure à la valeur théorique $3/2$.

MONIER (8), GANGULY (25), et DEGBELH (10) ont trouvé des valeurs de x variant de 1 à 2.

4 - Influence de la tension d'accélération

Nous avons tracé la courbe donnant le courant ionique en fonction de la tension d'accélération, pour $p = 4,5 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg et $V_{ex} = 3$ kV (Figure 42). Le courant ionique augmente avec V_{acc} car la charge d'espace, entre le sommet de la lentille et la sortie du canal d'extraction, diminue.

La courbe théorique donnant I en fonction de V_{acc} sera de la forme $I = C V_{acc}^{3/2}$.

Cherchons à représenter la courbe expérimentale par une fonction $I = C V_{acc}^x$.

Lorsque $2 < V_{acc} < 10$ kV nous trouvons $x = 1,1$, valeur un peu inférieure à la valeur théorique.

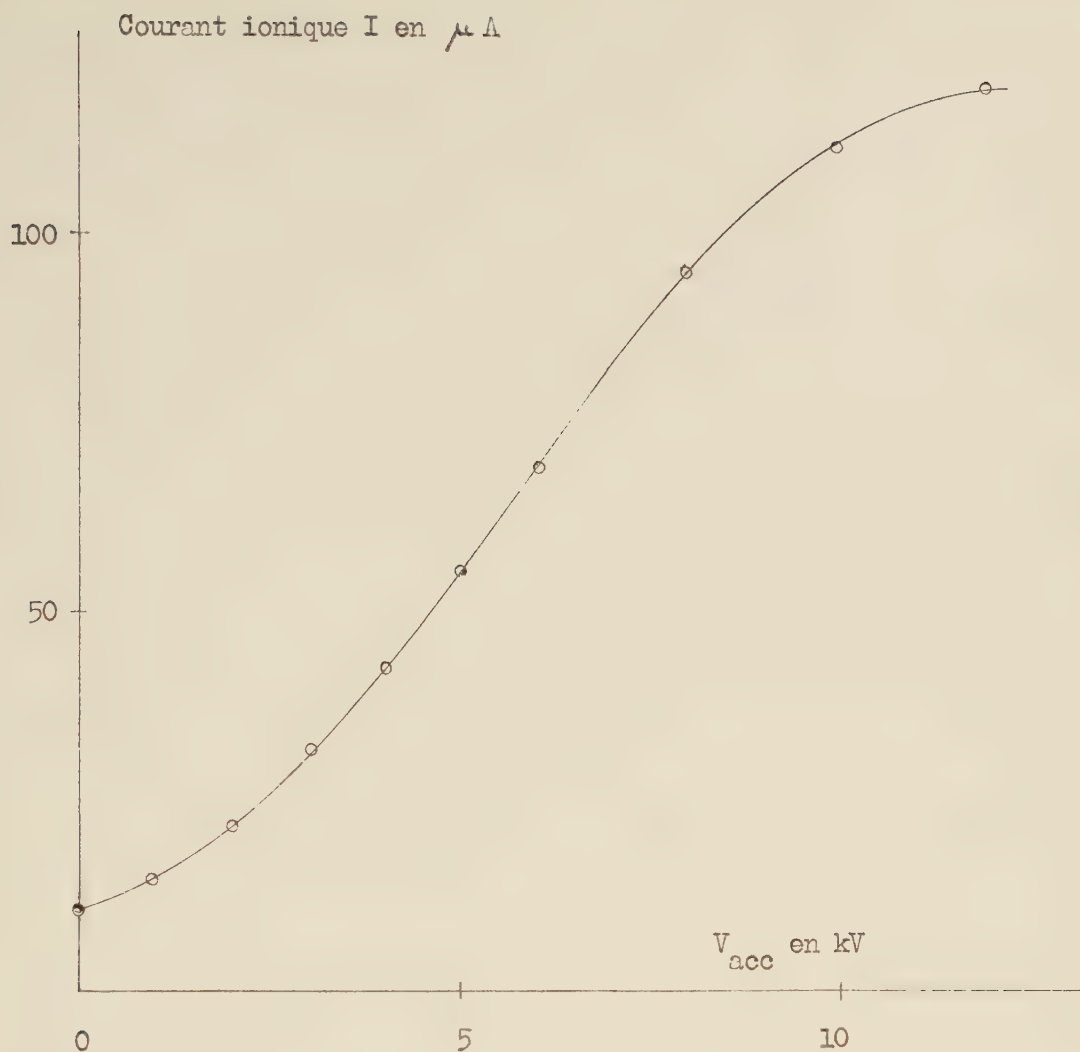


Fig. 42

D'autre part, lorsque l'on augmente la tension d'accélération, la distance du point de focalisation du faisceau à la lentille augmente. On constate également que sa section diminue, et pour $V_{acc} = 10$ kV, le diamètre du faisceau en ce point est de l'ordre de 5 à 10/10 de millimètre.

Il est donc avantageux de travailler avec une tension d'accélération élevée si l'on veut obtenir un spot de faible diamètre.

III - INFLUENCE SUR LE COURANT IONIQUE D'UN CHAMP MAGNETIQUE CONSTANT PERPENDICULAIRE A L'AXE DE LA SOURCE

Nous avons cherché à accroître l'ionisation du gaz dans la chambre, en faisant agir un champ magnétique constant. Pour cela, nous avons placé un électro-aimant autour de la chambre d'ionisation, comme le montre la figure 43. Le courant dans la bobine de l'électro-aimant était variable de 0,2 à 1,5 A, ce qui correspondait à une induction moyenne au centre de l'entrefer variable de 15 à 150 gauss.

Les valeurs de la tension d'extraction, de la tension d'accélération et de la pression dans la source étant respectivement $V_{\text{ex}} = 3 \text{ kV}$, $V_{\text{acc}} = 3 \text{ kV}$ et $p = 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ mm de Hg}$, nous avons tracé la courbe donnant le courant ionique I en fonction de l'induction B (Figure 44).

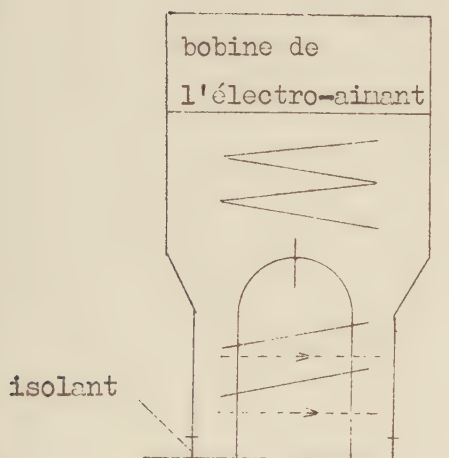


Fig. 43

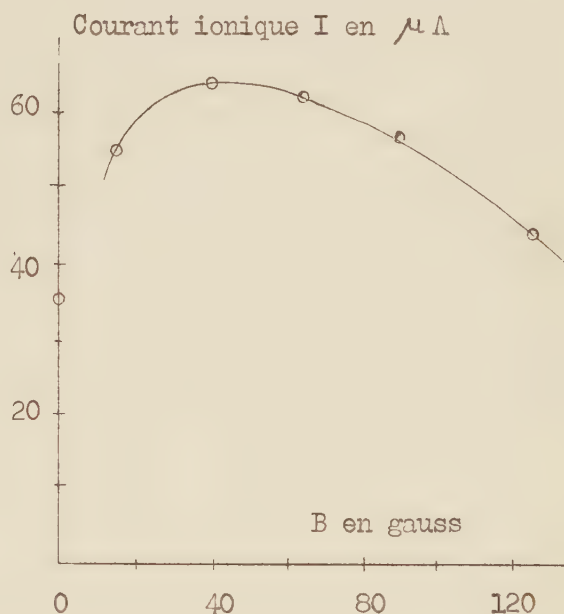


Fig. 44

Le courant ionique passe par un maximum très aplati pour une valeur de l'induction de l'ordre de 40 gauss. Pour cette valeur, la luminosité de la source augmente fortement, ce qui montre que le degré d'ionisation croît.

L'effet du champ magnétique est très important, et celui-ci provoque une augmentation du courant ionique de 80% environ.

Interprétation du maximum de courant

Les électrons à l'intérieur du plasma, sont soumis à l'action du champ électromagnétique de pulsation ω et à l'induction magnétique constante B . Le mouvement de l'électron est déterminé par l'égalité de la force de LAPLACE à laquelle il est soumis, et de sa force centrifuge, ce qui s'écrit :

$$e v B = m \frac{v^2}{R}$$

En appelant ω_b la vitesse angulaire de l'électron, nous avons :

$$\omega_b = \frac{e B}{m}$$

L'électron possède un maximum d'énergie, lorsque sa vitesse angulaire (ω_b) est égale à la pulsation (ω) du champ électromagnétique, c'est-à-dire lorsque :

$$B = \frac{2 \pi m f}{e} \quad (\text{HALL 26})$$

A la fréquence utilisée, $f = 10^8$ Hz, nous obtenons une valeur théorique de l'induction égale à 36 gauss. Cette valeur est en bon accord avec le résultat expérimental, qui est de l'ordre de 40 gauss.

IV - CALCUL DU DEBIT GAZEUX

Le débit horaire, ramené à la pression normale, est donné par l'expression :

$$v_h = \frac{8 (p_0 - p_1)}{\Delta t} \quad (\text{Chapitre IV - II}).$$

Lorsque la pression dans la chambre est celle qui correspond au maximum du courant ionique, la pression, dans le ballon utilisé comme réserve de gaz, passe de 3 à 2,3 mm de Hg en deux heures de fonctionnement.

Le débit gazeux horaire est donc d'environ 3 centimètres cubes.

B - RESULTATS OBTENUS AVEC L'ARGON, L'HELIUM ET L'HYDROGENE

Pour disposer d'ions de natures diverses, nous avons utilisé la source avec différents gaz et cherché à chaque essai, les meilleures conditions de fonctionnement.

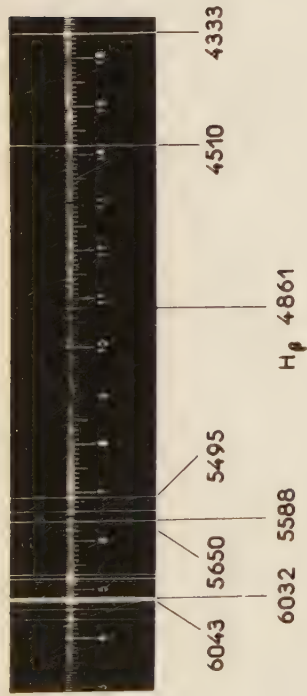
L'étude spectroscopique de la lumière émise par la source permet de déterminer la nature des ions qu'elle contient, donc de prévoir la composition du faisceau. Elle montre également que les raies dues à l'air mettent un certain temps à disparaître. Il est donc très important, avant chaque mesure, de laisser l'installation se saturer du gaz à étudier.

I - ETUDE DES SPECTRES DE LA LUMIERE EMISE PAR LA SOURCE

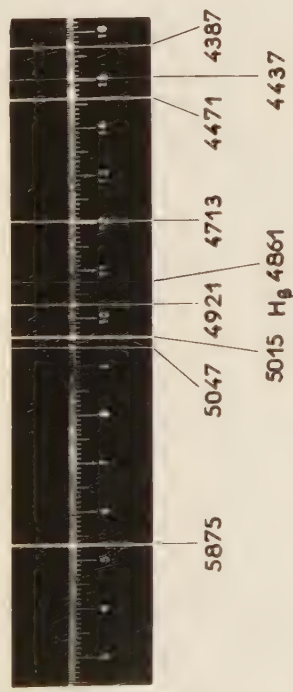
Pour chaque gaz, nous avons photographié le spectre de la lumière émise (Figure 45) en utilisant un spectrographe à prisme.

Pour l'argon et l'hélium, nous trouvons uniquement les raies qui correspondent à l'atome normal. Nous pouvons prévoir que le faisceau ne contiendra pas d'ions H_e^{++} ou A^{++} , ce qui sera vérifié par l'étude de la nature des ions formant le faisceau.

ARGON



HELIUM



HYDROGENE

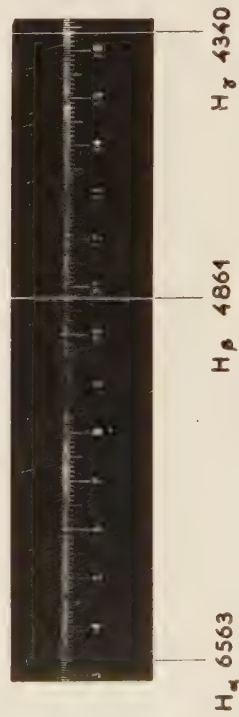


Fig 45 SPECTRES LUMINEUX

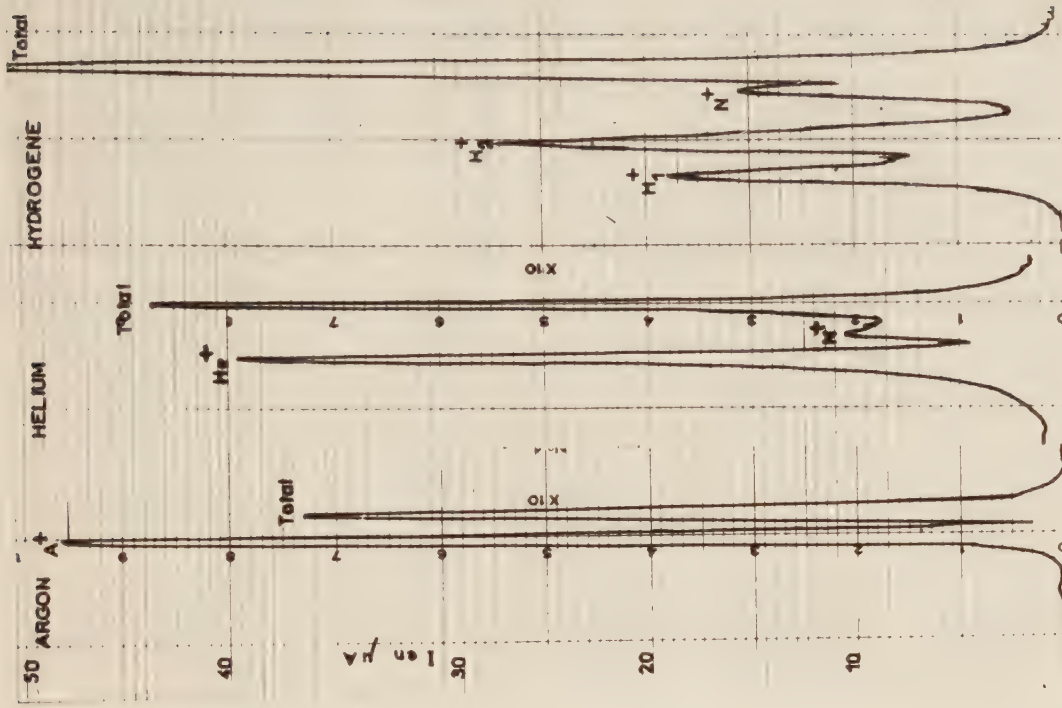


Fig 48 SPECTRES DE MASSE

Pour l'hydrogène, les trois raies H_{α} , H_{β} et H_{γ} , caractéristiques de l'hydrogène atomique, sont visibles sur la photo. D'autres raies, situées dans le rouge, nous révèlent la présence d'hydrogène moléculaire et d'impuretés.

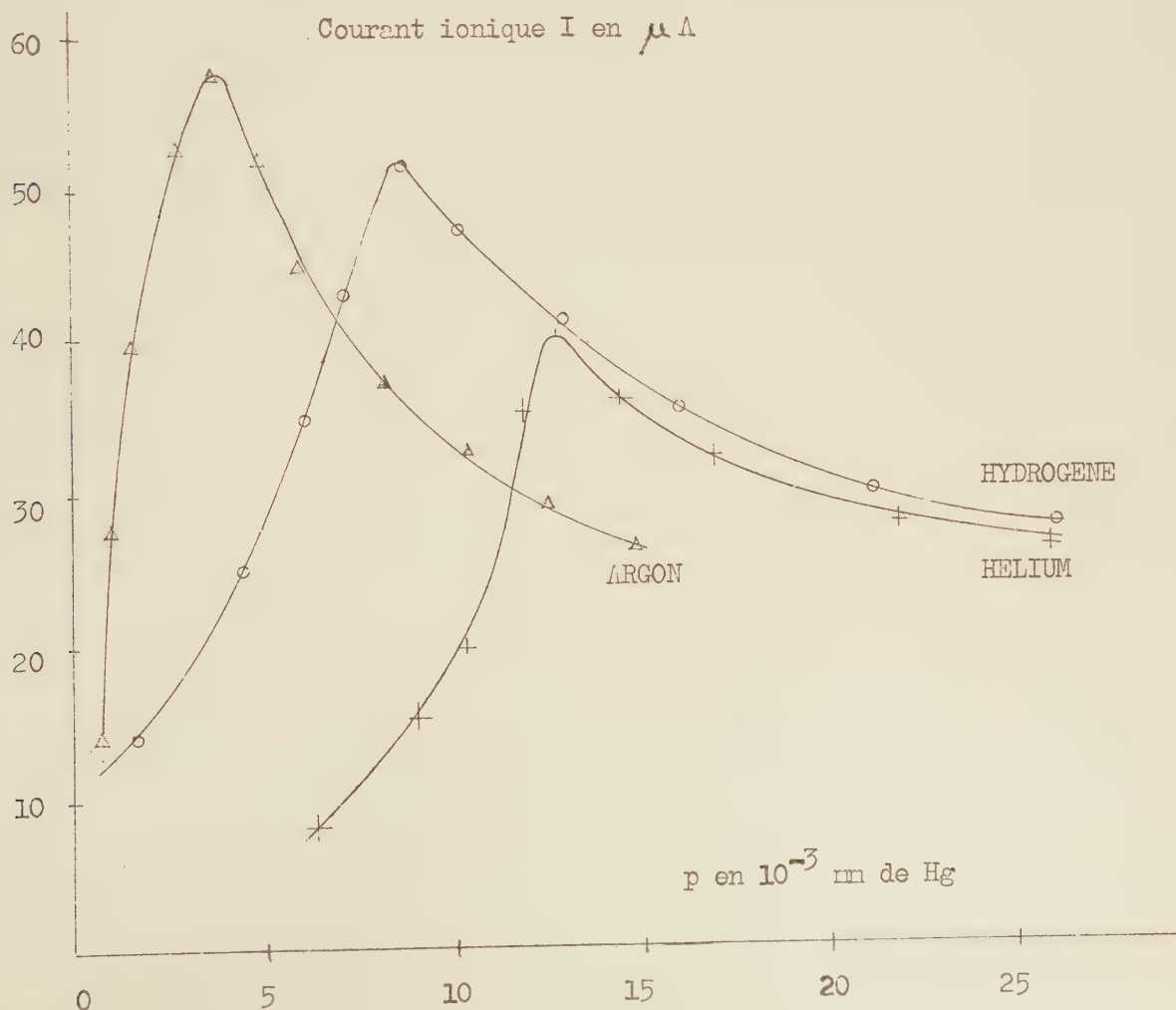
Nous constatons pour tous ces spectres, que les intensités relatives des différentes raies ne sont pas identiques à celles obtenues pour la décharge dans un tube de GEISSLER : en particulier ce phénomène est très net pour la raie jaune de l'hélium ($5875 \text{ \AA}$).

Il aurait été intéressant d'étudier la variation de ces intensités relatives, en fonction de la puissance dissipée dans la décharge. Malheureusement, notre générateur haute fréquence, trop peu puissant (maximum 90 W), ne nous a pas permis de faire cet essai.

II - INFLUENCE DES DIVERS PARAMETRES SUR L'INTENSITE DU FAISCEAU FOCALISE

1 - Influence de la pression dans la source

Nous avons tracé les courbes donnant l'intensité du courant ionique en fonction de la pression, pour $V_{\text{ex}} = 4 \text{ kV}$ et $V_{\text{acc}} = 3 \text{ kV}$ (Figure 46).



Ces courbes présentent toutes un maximum, qui est obtenu respectivement pour $p = 4, 13$ et $8,8 \cdot 10^{-3}$ mm de Hg, dans le cas de l'argon, de l'hélium et de l'hydrogène.

Ces résultats sont en bon accord avec les valeurs théoriques prévues (Chapitre IV - II - 2). On remarque que le courant maximum d'ions argon est supérieur au courant d'ions hydrogène et hélium. Or la densité de courant sur la surface émissive est de la forme

$$j_+ = C n_+ \left(\frac{T_e}{m_+} \right)^{1/2} \quad (\text{Chapitre II - III - 3}), \quad \text{où } C$$

est une constante.

D'autre part, la température électronique croît lorsque la masse atomique du gaz utilisé décroît. Ainsi, tous les autres paramètres étant constants, le rapport $\left(\frac{T_e}{m_+} \right)^{1/2}$ est plus élevé pour l'hydrogène et l'hélium que pour l'air et l'argon.

Par contre, la probabilité d'ionisation pour un électron de 60 eV (énergie qu'il possède à l'intérieur du plasma), est douze fois plus grande dans le cas de l'argon que dans le cas de l'hélium. On peut donc supposer que les densités ioniques dans ces deux gaz seront dans les mêmes rapports. En prenant pour température électronique dans l'hélium $T_e = 10^5$ °K, nous obtenons $j_+ (\text{argon}) \simeq 2,5 j_+ (\text{hélium})$.

D'après ce calcul, et sans tenir compte de la différence de charge d'espace dans le canal d'extraction, nous trouvons que le courant d'ions hélium doit être inférieur au courant d'ions argon, ce qui est vérifié expérimentalement.

2 - Influence de la tension d'accélération

Nous avons tracé les courbes donnant le courant ionique en fonction de la tension d'accélération, pour $V_{\text{ex}} = 4$ kV la pression étant celle qui correspond au maximum de courant ionique (Figure 47).

D'après la théorie, ces courbes devraient être de la forme $I = C V_{\text{acc}}^k$ avec $k = \frac{3}{2}$. Pour l'argon, l'hélium et l'hydrogène, k a respectivement pour valeur 0,7 - 0,5 - et 0,6.

3 - Débit gazeux

Toujours avec la même méthode de mesure nous trouvons les débits suivants : argon 2,4 cm³/h, hélium 30 cm³/h et hydrogène 40 cm³/h. Pour ces deux derniers gaz, le débit est élevé par rapport à l'intensité du courant ionique obtenu. Il est probable, l'arrivée du gaz ayant lieu près du canal d'extraction, qu'une partie importante du gaz introduit est pompée directement. Ce phénomène est plus important pour l'hélium et l'hydrogène que pour l'air et l'argon, car le coefficient d'effusion des deux premiers est plus élevé.

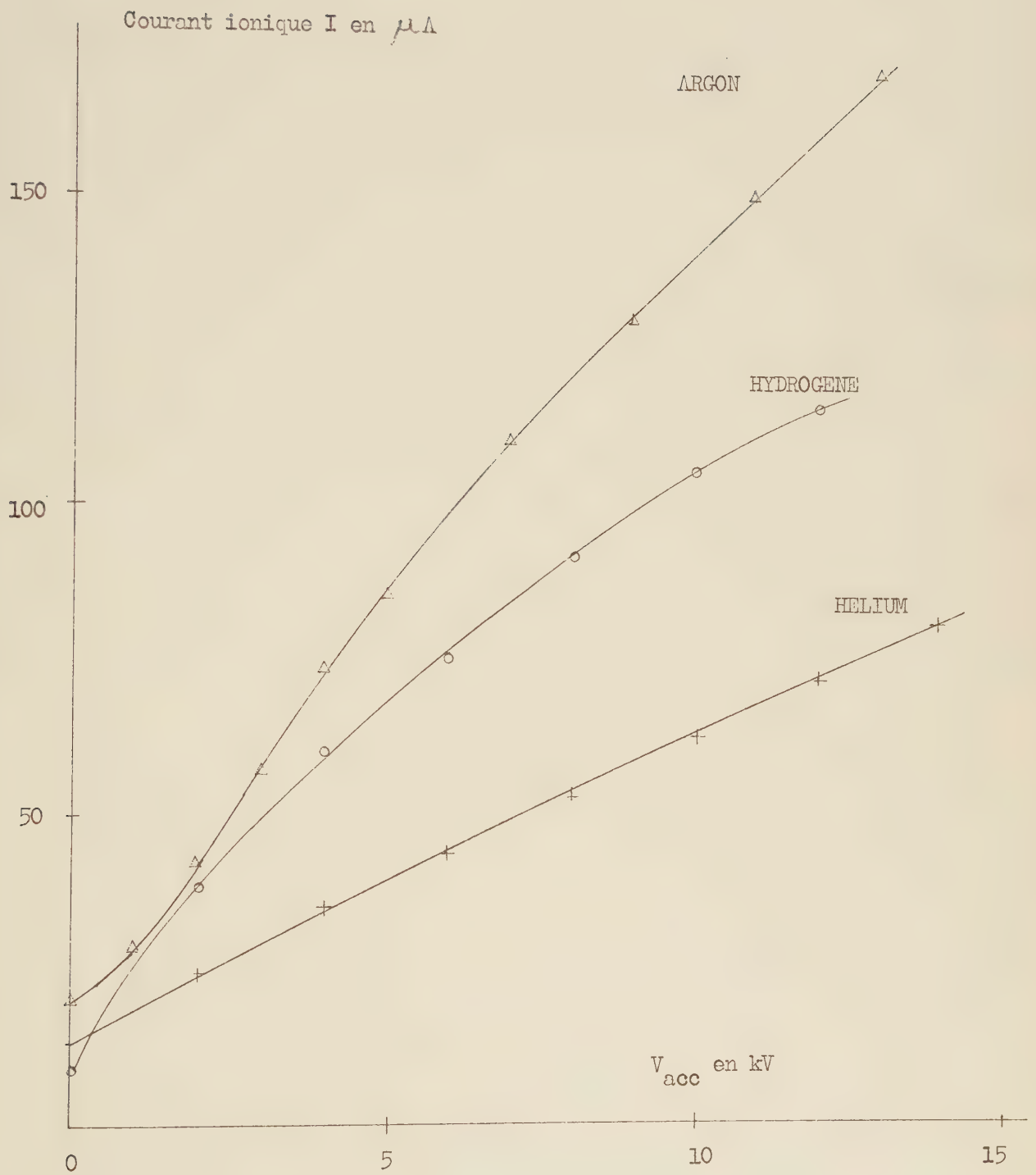


Fig. 47

III - ANALYSE DU FAISCEAU PAR UN CHAMP MAGNETIQUE

Pour analyser le faisceau, nous avons placé à la sortie de la lentille un champ magnétique défecteur dont l'induction est de 1500 gauss environ.

La cage de MARADAY, entraînée à vitesse constante par un moteur, explore les différentes raies. Le courant ionique recueilli traverse une résistance dont les extrémités sont reliées à un enregistreur potentiométrique. En l'absence de champ magnétique, nous déplaçons la cage de manière à obtenir la raie correspondant au faisceau total. Lorsque l'exploration de cette raie est terminée, et sans modifier la vitesse de déplacement de la cage, nous appliquons brusquement le champ magnétique et poursuivons l'enregistrement.

Nous pouvons ainsi connaître l'intensité des différentes raies et les positionner par rapport au faisceau total. La déviation maximum obtenue pour H_1^+ est de 23 mm, nous ne pouvons donc pas espérer séparer des raies très voisines car le pouvoir de résolution est trop faible. Ce montage est intéressant surtout pour déterminer le pourcentage de protons dans le faisceau d'ions hydrogène.

La figure 48 représente les déviations obtenues dans le cas de l'argon, de l'hélium et de l'hydrogène. Les raies empiétant peu les uns sur les autres, nous prendrons comme intensité de courant le maximum de chaque raie. Nous constatons ainsi que le courant total, enregistré en l'absence de déflexion, est inférieur à la somme des courants partiels formant le faisceau. Ce phénomène est dû à l'action parasite du champ magnétique défecteur sur le plasma qui, comme nous l'avons vu (Chapitre IV - III), accroît l'intensité du courant ionique extrait.

Pour l'hélium, nous ne trouvons aucune trace de He^{++} , qui devrait être dévié comme H_2^+ . La raie correspondant à N^+ provient de l'air résiduel contenu dans le ballon. L'obtention d'un vide plus poussé dans ce ballon, avant d'y introduire l'hélium, permettrait d'éliminer cette composante.

Pour l'argon nous n'avons trouvé que des ions Ar^+ . En utilisant un spectrographe de masse ABBE et ADLOFF (27) ont observé la présence d'ions Ar^{2+} , Ar^{3+} , Ar^{4+} en très faible quantité. L'intensité de ces ions est au moins mille fois plus faible que celle des ions Ar^+ , ce qui explique leur absence sur notre enregistrement.

Dans le cas de l'hydrogène, ces mêmes auteurs ont obtenu un faisceau contenant dans les meilleures conditions 75% d'ions H_1^+ , 12% d'ions H_2^+ , 12% d'ions H_3^+ et des traces d'ions N^+ . Le faisceau extrait de notre source comprend environ 22% d'ions d'azote, 45% d'ions H_2^+ et 33% d'ions H_1^+ . Nous pourrions éliminer les ions N^+ , dus à l'air résiduel contenu dans le ballon, en faisant entrer l'hydrogène dans la chambre d'ionisation par l'intermédiaire d'une fuite au palladium. Par contre, plusieurs essais à différentes pressions, ne nous ont pas permis d'augmenter le pourcentage de protons par rapport aux ions H_2^+ ; le courant protonique est toujours inférieur au courant d'ions H_2^+ .

C/ C O N C L U S I O N

=====

La source étudiée dans cet exposé répond aux caractéristiques que nous nous étions fixées : faible pression de fonctionnement, faisceau bien focalisé, ions de nature bien déterminée. En particulier, son emploi avec l'argon permet d'obtenir une densité ionique de $100 \mu A/mm^2$, pour une tension d'accélération de l'ordre de 10 kV. Cette densité élevée, et la faible section du faisceau (inférieure au mm^2), permettent le bombardement et le décapage local d'un objet.

Les inconvénients d'une telle source sont : utilisation de plusieurs hautes tensions, rentrée de gaz dans l'enceinte et surtout emploi d'un générateur haute fréquence dont on ne peut éviter totalement le rayonnement..

Cette source pourra être utilisée sur le microscope à émission secondaire, parallèlement à la source d'ions solides actuellement employée, et permettra un décapage de l'objet plus efficace.

T A B L E D E S M A T I E R E S

INTRODUCTION

CHAPITRE I - LES DIFFERENTS TYPES DE SOURCES D'IONS :

- I - SOURCE A RAYONS CANAUX.
 - 1 - Source haute tension.
 - 2 - Source basse tension.
- II - SOURCE A "ELECTRONS OSCILLANTS".
- III - SOURCE "DUO PLASMATRON" !
- IV - SOURCE A ARC CAPILLAIRE.
- V - SOURCE A IONS SOLIDES.
- VI - SOURCE A EXCITATION HAUTE FREQUENCE.
 - 1 - Source de THONEMAN.
 - 2 - Source de MIOMIR.
 - 3 - Source de MAGNAN.
 - 4 - Source de DEGEILH.
- VII - CONCLUSION.

CHAPITRE II- DONNEES THEORIQUES SUR LA SOURCE A EXCITATION HAUTE FREQUENCE:

- I--DIFFERENTS MODES D'EXCITATION HAUTE FREQUENCE.
 - 1 - Décharge avec électrodes.
 - 2 - Décharge sans électrode.
 - a) Couplage capacitif.
 - b) Couplage inductif.
- II- THEORIE SIMPLIFIEE DE LA DECHARGE HAUTE FREQUENCE DU TYPE "ANNULAIRE".
 - 1 - Calcul du champ électrique induit.
 - 2 - Mouvement d'un électron.
 - 3 - Calcul du courant électronique ionisant.
- III- FORMATION ET PROPRIETES DU PLASMA.
 - 1 - Formation du plasma.

- 2 - Répartition du potentiel et de la densité de charge au voisinage d'une paroi isolante.
- 3 - Répartition de la densité de charge au voisinage d'une électrode. fortement négative.
- 4 - Stabilité de la gaine ionique.

IV - EXTRACTION DES IONS.

- 1 - Système d'extraction.
- 2 - Calcul de l'épaisseur de la gaine ionique.
- 3 - Influence du canal d'extraction sur le courant ionique.
- 4 - Conclusion.

CHAPITRE III - MONTAGE EXPERIMENTAL :

I - LA SOURCE D'IONS :

- 1 - La chambre d'ionisation.
- 2 - Le circuit d'excitation du plasma.
- 3 - La cathode.
- 4 - Alimentation en gaz.

II - LE GENERATEUR HAUTE FREQUENCE :

III - LA LENTILLE FOCALISATRICE .

IV - LE SYSTEME DE DEFLEXION .

V - LE COLLECTEUR D'IONS .

VI - LES ALIMENTATIONS HAUTE TENSION .

VII - LE GROUPE DE POMPAGE .

CHAPITRE IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX .

I - MESURE DE LA PRESSION DANS LA SOURCE .

II - MESURE DU DEBIT GAZEUX .

A - RESULTATS OBTENUS AVEC L'AIR .

- I - COURANT IONIQUE OBTENU SANS LENTILLE FOCALISATRICE.
- II - INFLUENCE DES DIVERS PARAMETRES SUR L'INTENSITE DU FAISCEAU FOCALISE.
 - 1 - Influence de la position de la cathode.
 - 2 - Influence de la pression dans la source.
 - 3 - Influence de la tension d'extraction.
 - 4 - Influence de la tension d'accélération.
- III - INFLUENCE SUR LE COURANT IONIQUE D'UN CHAMP MAGNETIQUE CONSTANT PERPENDICULAIRE A L'AXE DE LA SOURCE.
- IV - CALCUL DU DEBIT GAZEUX.
 - B - RESULTATS OBTENUS AVEC L'ARGON, L'HELIUM ET L'HYDROGENE.
- I - ETUDE DES SPECTRES DE LA LUMIERE EMISE PAR LA SOURCE.
- II - INFLUENCE DES DIVERS PARAMETRES SUR L'INTENSITE DU FAISCEAU FOCALISE.
 - 1 - Influence de la pression dans la source.
 - 2 - Influence de la tension d'accélération.
 - 3 - Débit gazeux.
- III - ANALYSE DU FAISCEAU PAR UN CHAMP MAGNETIQUE.
 - C - CONCLUSION.

B I B L I O G R A P H I E

- (1) FINKELSTEIN Rev. Sc. Instr. 1940, 11, 94.
- (2) KELLER Industries Atomiques 1958, 9-10, 81.
- (3) VON ARDENNE Technik 1956, 11, 65.
- (4) MOAK, BANTA Rev. Sc. Instr. 1959, 30, 694.
- (5) TUVE, DAHL, HAFSTAD Phys. Rev. 1935, 48, 241.
- (6) COUCHET Annales de Physique 1954, 9.
- (7) THONEMAN PC Nature 1946, 61, 158.
- (8) MIOMIR, NIKOLIC, MILIVOJ Bull. of the Inst. Nucl.
 Sc. "Borris Kidrich" 1953, 34, 29.
- (9) MAGNAN Journal de Microscopie 1962, 1, 81.
- (10) DEGEILH Thèse sciences physiques TOULOUSE 1962
- (11) BOHM D. The characteristics of electrical discharges in magnetic
 fields MC GRAW-HILL BOOK COMPANY 1949.
- (12) SPITZER Physique des gaz complètement ionisés DUNOD 1959.
- (13) DELCROIX Introduction à la théorie des gaz ionisés DUNOD 1959.
- (14) THONEMAN PC Progr. Nucl. Phys. 3, 1953, 219.
- (15) MOAK, REESE, GOOD NuclConics 9, 1951, 18.
- (16) SPANGENBERG (KR) Vacuum Tubes 1948, 447.
- (17) WOOD (RW) Proc. Roy. Soc. (LONDON) 1920, A 97.
- (18) SMITH (w.v) J. Chem. Phys. 1943, 11, 110.
- (19) FERT C. Le bombardement ionique 1962 p.71.
- (20) LIPPERT, POHLIT Optik 1954, 11, 253.
- (21) CHANSON P. Annales de Physique 1947, 2, 333.
- (22) SKURNIK E Soc. Sc. Fen. Comment. Phys. Math. 1956, 19, N°4.
- (23) GOODWIN LK Rev. Sc. Instr. 1953, 24, 635.
- (24) SWANN, SWINGLE Rev. Sc. Instr. 1952, 23, 636.
- (25) GANGULY, BAKHRU Nucl. Instr. Math. 1963, 21, 56.
- (26) HALL Rev. Sc. Instr. 1948, 19, 905.
- (27) ABBE, ADLOFF J. de Phys. 1963, 24, supp. N°6, 947.

Vu :

Les Membres du Jury,

signé :

MM. G. MESNARD

R. UZAN

C. GUILLAUD

R. GOUTTE

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences

signé :

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Lyon, le 14 Avril 1964

Le Recteur,

Président du Conseil de l'Université,

Signé :

P. LOUIS

